

Magnetotransport und Kapazitätsspektroskopie
an zweidimensionalen Elektronengasen und
InAs-Quantenpunkten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christian Weichsel
aus Lüneburg

Hamburg
2004

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. D. Heitmann
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Hansen Prof. Dr. H.-P. Oepen
Datum der Disputation:	9.02.2004
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 two-dimensional electron systems and InAs quantum dots in semiconductor heterostructures are studied by magneto-transport measurements and capacitance spectroscopy. In the capacitance spectra the quantum dots, which were embedded in so called MIS (**m**etal **i**nsulator **s**emiconductor) structures, reflect the effect of coulomb blockade as well as the s- and p-shell of their energy levels spectrum. These features are also found in quantum dots embedded in a modified MIS structure equipped with a two-dimensional electron gas, which forms the backgate. Both MIS-structures are compared with respect to different parameters in the capacitance measurement. The two-dimensional backgate is investigated by magneto-transport measurements at very low temperatures.

Many-particle effects in the thermodynamic density of states of a two-dimensional electron gas with high mobility at small densities are observed by use of a special field penetration technique. An effect, which is possibly the result of resonant tunneling between two two-dimensional electron systems, is investigated in a magnetic field applied in different orientations with respect to the sample. Those effects are not observed in a sample, whose growth process was interrupted in the channel of the two-dimensional electron gas.

Further more a two-dimensional electron system is investigated, whose transport properties in a magnetic field is affected by metallic stripes, that are periodically arranged on the sample surface. Typical effects like commensurability oscillations are observed and their strong dependence on the orientation of the metallic stripes with respect to axis of the semiconductor crystal is established. The stripes are arranged in an interdigital manner and act as gates, i.e. different voltages can be applied to every second stripe. The potential modulation in the plain of the two-dimensional electron gas, which is induced by the charge on the gates, can be varied within a broad range without a significant change of the electron density. Taking into account mechanisms that damp the amplitude of the commensurability oscillations, the strength of the potential modulation is determined quantitatively and compared with different models for this system.

Inhaltsangabe

In dieser Arbeit werden zweidimensionale Elektronensysteme und InAs-Quantenpunkte in Halbleiter-Heterostrukturen mit den Verfahren des Magnetotransports und der Kapazitätsspektroskopie untersucht. In Kapazitätsspektren zeigen die InAs-Quantenpunkte, die in so genannten MIS (**m**etal **i**nsulator **s**emiconductor)-Strukturen eingebaut wurden, sowohl der Effekt der Coulombblockade als auch die s- und p-Schale. Diese Eigenschaften der Quantenpunkte werden ebenfalls in MIS-Strukturen beobachtet, in denen sich ein zweidimensionales Elektronengas als Rückkontakt befindet. Die beiden MIS-Strukturen werden in Abhängigkeit verschiedener Messparameter in der Kapazitätsspektroskopie miteinander verglichen. Der 2D-Rückkontakt wird durch Magnetotransportmessungen bei sehr tiefen Temperaturen charakterisiert.

Durch ein spezielles Verfahren der Felddurchdringungstechnik werden Vielteilcheneffekte bei kleinen Ladungsträgerdichten in der thermodynamischen Zustandsdichte eines hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengases beobachtet. Weiterhin deuten Messungen an diesen Proben in verschieden orientierten Magnetfeldern auf resonantes Tunneln zwischen den zwei enthaltenen zweidimensionalen Elektronensystemen hin. Im Vergleich dazu sind in den Messungen an einer Probe, deren Wachstum im Bereich des zweidimensionalen Elektronengases unterbrochen wurde, die Vielteilcheneffekte viel schwächer ausgeprägt.

Weiterhin wird ein zweidimensionales Elektronensystem untersucht, dessen Transporteigenschaften im Magnetfeld durch eine periodische Anordnung von Metallstreifen auf der Probenoberfläche beeinflusst werden. Typische Effekte wie z.B. Kommensurabilitätsoszillationen werden beobachtet und eine starke Abhängigkeit von der Orientierung der Streifen bezüglich der Achsen des Halbleiterkristalls festgestellt. Die Metallstreifen sind interdigital angeordnet und werden als Gates verwendet, d.h. es können unterschiedliche Spannungen an jeden zweiten Metallstreifen angelegt werden. Die durch die Spannung erzeugte Potenzialmodulation in der Ebene des zweidimensionalen Elektronengases kann in ihrer Stärke in einem weiten Bereich ohne eine nennenswerte Beeinflussung der Ladungsträgerdichte verändert werden. Unter Berücksichtigung von Dämpfungsmechanismen der Amplitude der Kommensurabilitätsoszillation wird die Potenzialstärke quantitativ erfasst und mit verschiedenen Modellen für dieses System verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	4
2.1	Das Materialsystem	4
2.2	Molekularstrahlepitaxie	4
2.3	Zweidimensionale Elektronensysteme	5
2.3.1	Das zweidimensionale Elektronengas in Heterostrukturen	5
2.3.2	Die Zustandsdichte des 2DEGs	6
2.3.3	Vielteilchenwechselwirkungen in einem 2DEG	8
2.3.4	Transport im 2DEG	9
2.3.5	Streuprozesse	10
2.3.6	Korrekturen der Drude-Leitfähigkeit bei $B=0$	10
2.4	Das 2DEG in einem periodisch modulierten Potenzial	11
2.4.1	Das Modell der “guiding center drift“	12
2.4.2	Dämpfung der CO Amplitude durch Klein-Winkel-Streuung	13
2.4.3	Der Effekt des positiven Magnetowiderstandes	14
2.4.4	Erzeugung einer Modulation durch Verspannung	14
2.4.5	Elektrostatische Modulation eines 2DEGs	15
2.5	Nulldimensionale Elektronensysteme	16
2.5.1	Das MBE-Wachstum von InAs-Quantenpunkten	17
2.5.2	Der harmonische Oszillator als Modell für das Potenzial eines Quantenpunktes	17
2.5.3	Der Ladeprozess von Quantenpunkten	19
3	Probenaufbau und Präparation	21
3.1	MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten	21
3.1.1	Probenaufbau	21
3.1.2	Präparation	22
3.2	MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt	23
3.2.1	Probenaufbau	23
3.2.2	Präparation	23
3.3	HEMT-Strukturen mit interdigitalen Gates	25

3.3.1	Elektronenstrahlolithographie	25
3.3.2	Probenaufbau	26
3.3.3	Präparation	26
3.4	Doppel Quantum Wells	29
3.4.1	Probenaufbau	29
3.4.2	Präparation der Oberseite	29
3.4.3	Präparation der Rückseite	30
4	Experimentelle Methoden	33
4.1	Kapazitätsspektroskopie	33
4.1.1	Kapazitätsspektroskopie an MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten	34
4.1.2	Kapazitätsspektroskopie an Doppel Quantum Well-Strukturen	34
4.2	Felddurchdringungstechnik	36
4.3	Magnetotransport	38
4.3.1	Magnetotransport unter interdigitalen Gates	39
5	Ergebnisse	41
5.1	Kapazitätsspektroskopie an InAs- Quantenpunkten	41
5.2	Kapazitätsspektroskopie an einer Doppelschicht von Quantenpunkten	43
5.3	MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt	45
5.3.1	Kapazitätsspektroskopie an MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt	45
5.3.2	Photokapazitätsspektroskopie	47
5.3.3	Magnetotransport an MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt	50
5.4	Messung der thermodynamischen Zustandsdichte eines 2DEG	55
5.4.1	Bestimmung der thermodynamischen Zustandsdichte bei B=0 T	58
5.5	Magnetotransport unter interdigitalen Gates	64
5.5.1	Fit der Magnetotransportkurven	68
5.5.2	Die Anwendung des Modells “Pinned surface with Thomas- Fermi screening“ auf interdigitale Gates	70
5.5.3	Auswertung der Potenzialstärken	71
6	Zusammenfassung und Ausblick	76
A	Schichtenfolge der Proben	79

B	Prozessparameter für die Probenpräparation	82
B.1	Präparation zur Kapazitätsspektroskopie	82
B.2	Präparation zum Magnetotransport an MIS-Strukturen mit 2D Rückkontakt	83
B.3	Präparation zur Messung der Kompressibilität eines 2DEGs	84
B.4	Präparation zum Magnetotransport unter interdigitalen Gates	86
C	Probenstab	87
D	Messprogramme	90

Kapitel 1

Einleitung

In der Halbleiterindustrie werden Computerchips produziert, auf denen sich Millionen von Transistoren auf kleinem Raum befinden. Die Bestrebungen gehen zu immer größeren Dichten. Zwangsläufig müssen die einzelnen Strukturen immer kleiner werden. Elektronensysteme, die in einem Halbleiter in mindestens einer Raumrichtung hinreichend stark in ihrer Ausdehnung eingeschränkt sind, können nicht mit klassischen Modellen sondern nur durch die Gesetze der Quantenmechanik beschrieben werden.

Grundlage vieler Anwendungen ist das zweidimensionale Elektronensystem (im folgenden kurz 2DEG bezeichnet). Dieses System ist einer Raumrichtung so stark eingeschränkt, dass die Energien der Bewegung in dieser Richtung quantisiert sind.

Moderne Epitaxieverfahren, wie z.B. die Molekularstrahl-Epitaxie, ermöglichen die Herstellung von Heteroübergängen zwischen GaAs und AlGaAs, an dem sich ein 2DEG hoher Beweglichkeit ausbildet. Ein Grund für das große Interesse an 2DEGs in der Halbleitertechnologie und in der Grundlagenforschung sind die enormen Möglichkeiten, die sich bieten, um die Eigenschaften eines 2DEGs zu beeinflussen und zu kontrollieren. Beispielsweise lässt sich seine Ladungsträgerdichte über so genannte Gates einstellen. Weiterhin verändern sich seine Transporteigenschaften in einem Magnetfeld dramatisch. Hierbei treten faszinierende Effekte, wie der ganzzahlige [vonKlitzing80] und der fraktionierte [Tsui82] Quanten-Hall-Effekt auf. Diese Effekte zeigen, dass Wechselwirkungen der Elektronen untereinander und mit der Umgebung z.B. Störstellen das 2DEG zu einem höchst komplexen Untersuchungsgegenstand machen. Aufgrund der hohen Komplexität sind viele beobachtete Effekte noch unverstanden.

Interessante Transporteigenschaften zeigt das 2DEG, wenn sich die Elektronen in einem Magnetfeld und einem künstlich erzeugten, periodischen Potenzial bewegen [Weiss88, Winkler89, Gerhards89]. In dieser Arbeit werden diese Eigenschaften mit dem Schwerpunkt auf der Kontrollierbarkeit der Stärke der Potenzials untersucht.

Von besonderer Bedeutung sind Messungen der spezifischen Wärmekapazität [Gornik85], der Magnetisierung [Stormer83] und der Magnetokapazität [Dolgoplov97]. Durch diese Messungen werden fundamentale thermodynamische Größen des 2DEGs

wie z.B. die thermodynamische Zustandsdichte in der Magnetokapazität untersucht. In dieser Arbeit wird ein von Eisenstein *et al.* [Eisenstein92b] entwickeltes Verfahren angewendet, dass eine sehr direkte Abbildung der thermodynamischen Zustandsdichte und somit die Untersuchung der Elektron-Elektron Wechselwirkung ermöglicht.

Während 2DEGs aus der heutigen Halbleitertechnologie nicht mehr wegzudenken sind, erhofft man sich für die Zukunft erfolgreiche Anwendungen von Elektronensystemen geringerer Dimensionalität. Tatsächlich wird eine drastische Verbesserung durch den Einsatz dieser Systeme aufgrund ihrer Zustandsdichte in Bauelementen erwartet. Z.B. erhofft man sich eine geringere Leistungsaufnahme von Lasern, wenn die stimulierte Emission durch 0-dimensionale Elektronensysteme (Quantenpunkte) erfolgt. Ein anderes Beispiel ist der Einsatz von Quantenpunkten als Speicher oder für den Bau eines Quantencomputers, der nach einem vollständig anderen Prinzip als herkömmliche Computer funktioniert.

Erfolgsversprechende Kandidaten für die genannten Anwendungen sind selbstorganisiert gewachsene InAs-Quantenpunkte. Sie können während des MBE-Wachstums direkt in eine Halbleiter-Heterostruktur eingebaut werden. Weiterhin können sie in einer GaAs-Matrix mit einzelnen Elektronen besetzt werden, beziehungsweise Elektronen-Loch Paare in ihnen erzeugt werden. Die Untersuchungsmethode der Magnetokapazität ist ein wichtiges Hilfsmittel im Studium der elektronischen Eigenschaften dieser Quantenpunkte [Drexler94, Miller97]. In letzter Zeit werden Kombinationen aus Quantenpunkten und 2DEGs erforscht. Zum einen ist man am Einfluss der Quantenpunkte auf die Transporteigenschaften des 2DEGs interessiert [Sakaki95, Ribeiro99]. Zum anderen wird der Ladevorgang der Quantenpunkte aus einem 2DEG in Hinblick auf die Speicherung von Elektronen und Löchern in den Quantenpunkten erforscht [Yusa97, Finley98].

Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der elektronischen Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten mittels Kapazitätsspektroskopie. Eine Modifikation der für die Kapazitätsspektroskopie üblicherweise verwendeten Heterostrukturen ermöglicht weiterhin die erwähnte Kombination aus 2DEG und Quantenpunkten.

Die Unterteilung dieser Arbeit erfolgt in sechs Kapiteln. Entsprechend der in dieser Arbeit recht unterschiedlichen Untersuchungen, wird innerhalb einiger Kapitel eine Gliederung nach den Themen *Kapazitätsspektroskopie an MIS-Strukturen mit Quantenpunkten*, *Kapazitätsspektroskopie und Magnetotransport an modifizierten MIS-Strukturen*, *Messung der thermodynamischen Zustandsdichte eines 2DEGs* und *Magnetotransport unter interdigitalen Gates* vorgenommen.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen der elektronischen Eigenschaften der untersuchten Elektronensysteme beschrieben. In den Unterkapiteln wird auf einige Eigenschaften dieser Systeme ausführlicher eingegangen, wenn diese Gegenstand späteren Untersuchungen in dieser Arbeit sind. Der Aufbau und die Präparation der in dieser Arbeit untersuchten Proben wird in Kapitel 3 beschrieben. Die

genauen Präparationsparameter sowie der Aufbau der Proben werden in einem Abschnitt A und B des Anhangs zusammengefasst. Kapitel 4 beschreibt die Verfahren des Magnetotransports und der Kapazitätsspektroskopie, die zur Untersuchung der Quantenpunkte und der 2DEGs verwendet werden. Im 5. Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen gezeigt und im Rahmen der in Kapitel 2 beschriebenen physikalischen Grundlagen ausgewertet und diskutiert. In Kapitel 6 wird diese Arbeit zusammenfassend beschrieben und eine Ausblick gegeben.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Das Materialsystem

Alle in dieser Arbeit untersuchten Halbleiter-Heterostrukturen bestehen aus den Materialien Indiumarsenid (InAs), Galliumarsenid (GaAs) und Aluminiumarsenid (AlAs) bzw. ternären Verbindungen aus diesen Materialien wie z.B. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Im diesem Material ist der Anteil x an Galliumatomen im GaAs-Gitter durch Aluminiumatome ersetzt. Alle drei Materialien bilden jeweils einen Kristall in der so genannten Zinkblendestruktur. Diese besteht aus zwei flächenzentrierten Raumgittern, die um $1/4$ der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind.

Aufwendige Bandstrukturrechnungen, die die Anordnung und Bindungen der Atome im Kristall berücksichtigen, ergeben den Verlauf der Energiebänder des Halbleiters. Die Reaktion z.B. eines Elektrons im Kristall auf ein elektrisches Feld lässt sich beschreiben, indem man einem Elektron z.B. in GaAs eine *effektive Masse* $m^* = 0.067m_e = 6.1 \cdot 10^{-32}$ kg zuordnet, die von der Krümmung der Leitungsbandkante abhängt (Effektivmassen-Näherung) [Kelly95]. Hierbei ist m_e die Masse eines freien Elektrons .

Der energetisch verbotene Bereich, die *Bandlücke*, zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband hat einen Wert $E_G = 1.44$ eV für GaAs am Γ -Punkt des reziproken Raumes. InAs besitzt an diesem Punkt eine Energielücke von 0.35 eV [semicond, Fang90]. Beides sind direkte Halbleiter. Der Halbleiter $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ geht vom direkten zum indirekten (zwischen Γ - und X -Punkt) Halbleiter bei $x > 0.45$ über. Zwischen $x = 0$ und $x = 0.4$ variiert die direkte Bandlücke von 1.44 eV und 2.0 eV. Alle angegebenen Werte gelten für Raumtemperatur.

2.2 Molekularstrahlepitaxie

Anhand von Abb. 1 soll die prinzipielle Funktionsweise einer Molekularstrahl-epitaxie-Anlage, im folgenden kurz MBE genannt, erläutert werden. Die gezeigte Anordnung befindet sich im Ultrahochvakuum. In einer Reihe von *Effusionszellen* werden ver-

schiedene Metalle thermisch verdampft ¹. Abhängig davon, welche Zellen durch ihre *Shutter* geöffnet worden sind, gelangen die entsprechenden Materialien auf einen rotierenden *Wafer* und können dort den Halbleiterkristall bilden. Durch eine Abfolge von Schliess- und Öffnungsvorgängen der verschiedenen *Shutter* können verschiedene Halbleiter aufeinander zu einer Heterostruktur gewachsen werden. Das Wachstum einer solchen Heterostruktur wird als *epitaktisch* bezeichnet, wenn das Kristallgitter während des Wachstums der Heterostruktur fortgesetzt wird.

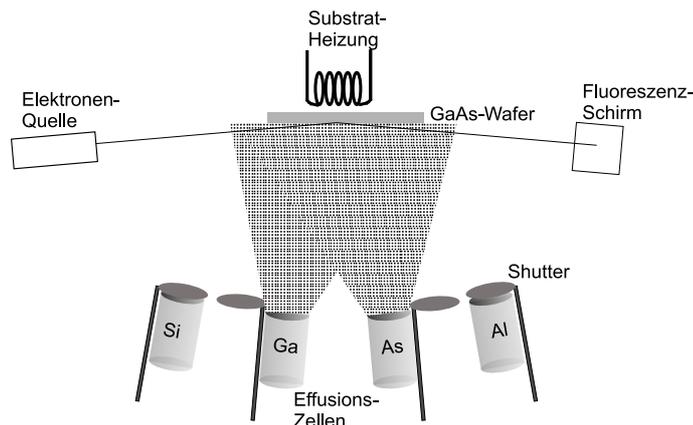


Abb. 1: Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage

Die Schichtdicken können durch RHEED (Reflection-High-Electron-Diffraction) kontrolliert werden, wenn ein Elektronenstrahl von der Waferoberfläche reflektiert wird und auf einen Fluoreszenzschirm fällt. Wann immer auf der Kristalloberfläche eine Monolage geschlossen wird, ist die Intensität der Reflexion maximal. Weiterhin lassen sich aus den Reflexen Rückschlüsse auf die Oberflächenmorphologie ziehen.

2.3 Zweidimensionale Elektronensysteme

2.3.1 Das zweidimensionale Elektronengas in Heterostrukturen

Weit verbreitet bei der Herstellung von Heterostrukturen ist das in Kapitel 2.1 beschriebene Materialsystem $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Für verschiedene Anteile x verändert sich die Gitterkonstante kaum, so dass ein fast defekt- und verspannungsfreies epitaktisches Wachstum möglich ist. Elektronen werden dem Halbleiterkristall von *Dotieratomen* zur Verfügung gestellt. Bei einer Temperatur von 0 K besetzen Elektronen die Energien im Leitungsband bis zur *Fermi-Energie* E_F . Sie ist im 2DEG über $E_F = \hbar^2 \pi n_s / m^*$ mit der Elektronendichte n_s verknüpft. Weiterhin ist \hbar die Plancksche Konstante.

¹In der Hamburger MBE des Instituts für Angewandte Physik können Gallium, Aluminium, Arsen und Indium verdampft werden. Die Dotierung des Kristalls erfolgt über eine Siliziumzelle.

Bringt man zwei unterschiedliche Materialien in unmittelbaren Kontakt, muss der *Heteroübergang* eine gemeinsame Fermi-Energie besitzen. Zusammen mit den Austrittsarbeiten und verschiedenen Eigenschaften der beiden Materialien ergibt sich ein Bandverlauf dieser Heterostruktur. Eine kontrollierte Zusammensetzung unterschiedlicher Materialien und Dotierungen ermöglicht die Herstellung einer Halbleiter-Heterostruktur, die bezüglich ihrer elektronischen Eigenschaften maßgeschneidert ist.

Es lassen sich auf diese Weise in einer Heterostruktur in Wachstumsrichtung Bereiche definieren, in denen die Fermi-Energie oberhalb der Leitungsbandkante liegt. Im Fall einer n-Dotierung bildet sich dort ein Kanal mit Elektronen, die zum Transport durch den Kristall beitragen können. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit einem Elektronensystem, das in der Wachstumsrichtung z auf einen Bereich weniger Nanometer eingeschränkt ist. Eine Möglichkeit der Herstellung eines solchen Elektronensystems ist der Einschluss in einem sogenannten *Quantumwell* (QW), einer Schicht GaAs innerhalb einer Umgebung aus AlGaAs. Durch eine dreiecksförmige Potenzialtasche an einer GaAs/AlGaAs-Grenzfläche, wie sie in einem so genannten HEMT (**h**igh **e**lektron **m**obility **t**ransistor) entsteht, wenn sich Ladung an dieser Grenzfläche sammelt, wird ebenfalls ein starker Einschluss für Elektronen in einer Raumrichtung erzeugt.

Durch die Technik der Modulationsdotierung werden Elektronen räumlich von den Dotieratomen getrennt [Stoermer79]. Verwendet man eine undotierte Schicht, einen so genannten *Spacer*, als zusätzlichen Abstandshalter zwischen Dotieratomen und Elektronen wird die Häufigkeit von Streueignissen der Elektronen an den Dotieratomen stark vermindert.

2.3.2 Die Zustandsdichte des 2DEGs

Während sich die Elektronen in einem QW oder HEMT praktisch frei in der Ebene bewegen können, gibt es diskrete Energieeigenwerte $E^{(i)}$ der Bewegung in der Richtung senkrecht zur Ebene. Sämtliche Energien der lateralen Bewegung zu einem Wert $E^{(i)}$ nennt man ein *Subband*. Eine wichtige Größe in der Beschreibung der Eigenschaften eines 2DEGs ist die *thermodynamische Zustandsdichte* $D(\mu)$. Sie ist unter der Annahme einer konstanten effektiven Masse, der Besetzung nur eines Tals im Leitungsband im Einteilchenbild gegeben durch:

$$D(\mu) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_i \Theta(\mu - E^{(i)}) \quad (2.1)$$

Hierbei ist μ das chemische Potenzial. Es berücksichtigt die Fermi-Dirac-Verteilung der Besetzungswahrscheinlichkeit bei endlicher Temperatur. In einer späteren Betrachtung wird μ als das elektrochemische Potenzial $\mu = E_F - e\varphi$ unter Berücksichtigung eines elektrostatischen Potenzials φ verwendet.

Gleichung 2.1 berücksichtigt die Vervielfachung der Zustandsdichte nach einer Besetzung weiterer Subbänder durch die Stufenfunktion Θ . In allen Messungen, die

in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurde nur das unterste Subband $E^{(0)}$ besetzt. Deshalb werden in den folgenden Beschreibungen höhere Subbänder nicht betrachtet. Ein Elektronensystem in diesem Grenzfall wird als zweidimensionales Elektronensystem (2DEG) bezeichnet.

Wird ein 2DEG einem Magnetfeld B ausgesetzt, das senkrecht zur Ebene des 2DEG orientiert ist, wandelt sich die Zustandsdichte in eine Folge von diskreten Werten, den so genannten *Landauniveaus*. Die Energie des n -ten Landauniveaus ist:

$$E_n = E^{(0)} + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + sg_0\mu_B B \quad (2.2)$$

Hierbei ist $\omega_c = eB/m^*$ die *Zyklotronfrequenz* und s die Spinquantenzahl, die je nach Orientierung des Spins der Elektronen die Werte $\pm\frac{1}{2}$ annimmt, e die Elementarladung und μ_B ist das *Bohrsche Magneton*. Der *Landéfaktor* g_0 ist in GaAs/AlGaAs Hetrostrukturen ca. 0.4.

Jedes Landauniveau kann eine Ladungsträgerdichte eB/h aufnehmen. Der *Füllfaktor* ν eines 2DEGs ist definiert als der Quotient aus der Ladungsträgerdichte und Entartung eines Landauniveaus.

Die theoretisch δ -förmigen Landauniveaus werden z.B. durch Störstellen im Kristall verbreitert. Abbildung 2 zeigt die Zustandsdichte bei $B = 0$ (a) und $B \neq 0$ (b) als durchgezogene Linie ohne Berücksichtigung und als gestrichelte Linie unter Berücksichtigung einer Streuverbreiterung. In Abb. 2 (b) sind die Landauniveaus ohne Berücksichtigung der Spinaufspaltung eingezeichnet. Die Energien der ersten geradzahigen Füllfaktoren sind durch Pfeile gekennzeichnet.

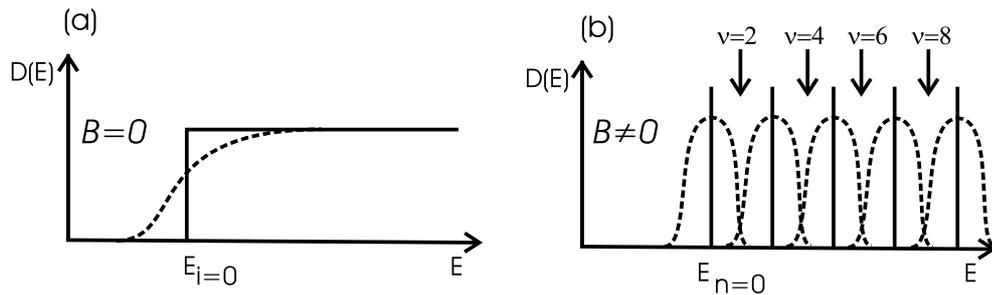


Abb. 2: Verlauf der Zustandsdichte ohne (a) und mit (b) senkrecht angelegtem Magnetfeld. Die jeweils gestrichelte Linie berücksichtigt eine Streuverbreiterung der Zustandsdichte. Es wurden die Positionen einiger Füllfaktoren gekennzeichnet.

2.3.3 Vielteilchenwechselwirkungen in einem 2DEG

Allgemein ist die thermodynamische Zustandsdichte mit der Gesamtenergie E_{tot} eines Teilchensystems über die Beziehung

$$\frac{\partial \mu}{\partial n_s} = \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial n_s^2} \quad (2.3)$$

verknüpft. Oftmals wird $(\partial n_s / \partial \mu) / n_s^2$ als die ‘‘Kompressibilität‘‘ eines Teilchensystems bezeichnet [Eisenstein94, Calmels96, Dorozhkin01]. Die Bezeichnung entstammt der Frage, was passiert, wenn man den mittleren Teilchenabstand verkleinert, also das System ‘‘komprimiert‘‘. Wie bei Eisenstein *et al.* [Eisenstein94], wird im Ergebnisteil dieser Arbeit die Auswertung der inversen thermodynamischen Zustandsdichte $\partial \mu / \partial n_s$ vorgenommen.

Ohne eine Wechselwirkung der Elektronen in einem 2DEG untereinander ist E_{tot} durch die kinetische Energie der Elektronen gegeben ($E_{tot} = E_{kin} = \hbar^2 \pi n_s^2 / 2m^*$) und es ergibt sich für den Kehrwert der bereits erwähnte Zustandsdichte:

$$\frac{\partial \mu}{\partial n_s} = \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial n_s^2} = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} \quad (2.4)$$

Aufgrund der im folgenden angenommenen Abhängigkeit der kinetischen Energie und Elektron-Elektron Wechselwirkungen von der Ladungsträgerdichte spielen letztere für kleiner werdende n_s eine immer größere Rolle. Die *Hartree-Fock Näherung* berücksichtigt die Austauschwechselwirkung von Elektronen als Beitrag E_{ex} zur Gesamtenergie pro Fläche [Mahan90]:

$$E_{tot}^{HF} = E_{kin} + E_{ex} \quad (2.5)$$

Für die Austauschenergie eines 2DEGs wurde von Nagano *et al.* die Beziehung

$$E_{ex} = -\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r} n_s^{3/2} \quad (2.6)$$

in der Hartree-Fock Näherung berechnet [Nagano84]. Hierbei ist ϵ_0 die dielektrische Konstante und ϵ_r die Dielektrizitätszahl des Materials.

Für die Berechnung der inversen thermodynamischen Zustandsdichte erhält man so aus Gleichung 2.5:

$$\frac{\partial \mu}{\partial n_s} = \frac{e^2 a_0}{4\epsilon_0 \epsilon_r} \left(1 - \sqrt{\frac{n_c}{n_s}} \right). \quad (2.7)$$

Hierbei ist $a_0 = 4\pi \epsilon_0 \epsilon_r \hbar^2 / m^* e^2$ der effektive Bohrsche Radius und $n_c = 2/\pi^3 a_0^2$ die so genannte kritische Dichte. Für GaAs erhält man die Werte $a_0 \approx 10$ nm bzw. $n_c \approx 6.5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}$. Gleichung 2.7 nähert sich für große Ladungsträgerdichten dem Fall ohne Wechselwirkung (Gleichung 2.4) an. Für kleine Ladungsträgerdichten ist

die Abweichung jedoch groß. Bei $n_s = n_c$ ist $\partial\mu/\partial n_s = 0$ und divergiert zu $-\infty$ wenn n_s immer kleiner wird.

In einem Magnetfeld besteht die Zustandsdichte wie beschrieben aus den diskreten Landauniveaus. Dadurch ist der Beitrag von E_{ex} zur Gesamtenergie größer.

Auch der Landéfaktor g_0 erfährt eine Korrektur durch Vielteilchenwechselwirkungen. In einer einfachen Näherung ist der so genannte effektive Landéfaktor g^* durch

$$g^* \mu_B B = g_0 \mu_B B + E_{ex} \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n_s} \quad (2.8)$$

gegeben. Die Korrektur ist proportional zur relativen Spinpolarisation der Dichten der Spin-up ($n \uparrow$) und Spin-down ($n \downarrow$) Elektronen und der Energie der Austauschwechselwirkung.

2.3.4 Transport im 2DEG

Das einfachste klassische Modell zur Beschreibung des Transports von Elektronen in einem 2DEG ist das Drude-Modell. Ausgangspunkt ist die Newtonsche Bewegungsgleichung für ein Elektron auf das eine Kraft im elektrischen Feld $\vec{E} = (E_x, E_y)$ wirkt. Die Gleichung

$$m^* \left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = -e \vec{E} \quad (2.9)$$

berücksichtigt eine Streuzeit τ , innerhalb der das Elektron durch das elektrische Feld beschleunigt wird und bei einem Streuprozess seine Geschwindigkeit wieder verliert. Es ergibt sich daraus eine Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D = -e\tau \vec{E}/m^* = \mu \vec{E}$. Hierbei ist μ die *Beweglichkeit* der Elektronen. Über die Verknüpfung der *Stromdichte* $\vec{j} = -n_s e \vec{v}_D = \sigma_0 \vec{E}$ mit dem elektrischen Feld ist die klassische Leitfähigkeit $\sigma_0 = n_s e^2 \tau / m^*$ des 2DEGs definiert.

Ein zusätzliches Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B)$ senkrecht zum 2DEG verändert die rechte Seite von Gleichung 2.9 zu $-e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ und lässt die Gleichung für die Stromdichte zu einer Tensorbeziehung werden.

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E} \quad (2.10)$$

Die Tensorkomponenten lauten im Drude-Modell:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad (2.11)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{-\sigma_0 \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} \quad (2.12)$$

Der spezifischen Widerstand ergibt sich aus der Inversion des Leitfähigkeitstensors: $\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1}$. Die Komponente ρ_{xx} ist in Drude-Modell unabhängig vom Magnetfeld.

Eine Übereinstimmung von $\rho_{xx}(B)$ mit dem Experiment findet man nur bei kleinen Magnetfeldern. In höheren Magnetfeldern sind die Drude-Beziehungen nicht mehr gültig, denn die Zustandsdichte des 2DEG im Magnetfeld bestimmt die Leitfähigkeit. Rechnungen in der selbstkonsistenten Born-Näherungen ergeben eine Abhängigkeit $\sigma_{xx} \sim D^2(\mu)$ [Ando74].

In Magnetotransportmessungen, wie sie in dieser Arbeit gezeigt sind, wird das Magnetfeld bei konstanter Ladungsträgerdichte erhöht. Durch die Erhöhung der Entartung der Landaniveaus oszilliert die Fermi-Energie zwischen Bereichen niedriger Zustandsdichte bei ganzzahligen Füllfaktoren und Bereichen hoher Zustandsdichte dazwischen. Zum Transport tragen nur Elektronen eines kleinen Energieintervalls an der Fermi-Energie bei. Es spiegelt sich die Zustandsdichte in der Leitfähigkeit in Form eines oszillatorischen Verhaltens, den sogenannten Shubnikov-de Haas (SdH) Oszillationen wider. Diese sind periodisch in der Auftragung gegen das inverse Magnetfeld.

2.3.5 Streuprozesse

Durch Auswertung von Magnetotransportmessungen sind die quantenmechanische Streuzeit τ_s und die Transportstreuzeit τ zugänglich. Die Transportstreuzeit ist in beschriebener Weise mit der Leitfähigkeit verknüpft. Die quantenmechanische Streuzeit ist durch die Breite der Landaniveaus $\Gamma = \hbar/2\tau_s$ gegeben.

$$\frac{1}{\tau} = \int dk' P(k, k')(1 - \cos\theta) \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{\tau_s} = \int dk' P(k, k') \quad (2.14)$$

Hierbei ist $P(k, k')$ die Streuwahrscheinlichkeit vom Wellenvektor k zum Wellenvektor k' und θ ist der Streuwinkel. Durch die Gewichtung der Gleichung mit dem Faktor $1 - \cos\theta$ wird deutlich, dass τ unempfindlich gegenüber Kleinwinkel-Streuprozessen ist [DasSarma85].

In typischen GaAs/AlGaAs HEMT Strukturen mit hoher Transport-Beweglichkeit liegt überwiegend Kleinwinkel-Streuung an den langreichweitigen Potentialen der ionisierten Donatoren der Dotierschicht vor. Somit kann der Quotient τ/τ_s deutlich größer als 1 sein [Mani88, Coleridge89]. In Systemen, in denen kurzreichweitige Streupotenziale dominieren, sind die beiden Streuzeiten etwa gleich groß.

2.3.6 Korrekturen der Drude-Leitfähigkeit bei $B=0$

Der quantenmechanische Effekt der *schwachen Lokalisation* führt zu einer Korrektur der Leitfähigkeit bei $B = 0$. Die Phase der Wellenfunktion von Elektronen bei einem Streuprozess kann erhalten bleiben (elastische Streuung, z.B. an Coulomb-Streuzentren) oder verloren gehen (inelastische Streuung, z.B. Elektron-Elektron-Streuung). Ist die die inelastische Streuung in einem Elektronensystem vernachlässig-

bar, können die Wellenfunktionen von Elektronen, die einen geschlossenen Pfad durchlaufen haben, an ihrem Ausgangspunkt konstruktiv interferieren. Dieses führt zu einer erhöhten Rückstreuwahrscheinlichkeit, was gleichbedeutend mit einer Erniedrigung der Leitfähigkeit ist [Lee85].

Im Magnetfeld sind die beiden Umlaufrichtungen nicht mehr gleichberechtigt. Die beiden Wellenfunktionen erhalten eine Phasenverschiebung unterschiedlichen Vorzeichens entsprechend der Anzahl der elementaren Flußquanten, die die Fläche des Pfades durchdringen. Bei einem hinreichend starken Magnetfeld findet man die vollständige Aufhebung der konstruktiven Interferenz und den klassischen Wert der Leitfähigkeit [Bishop82, Lin84, Kelly95].

Berücksichtigt man weiterhin eine Spin-Bahn Wechselwirkung der Elektronen im System, kommt es umgekehrt zu einer Interferenz der Wellenfunktion, die die Leitfähigkeit erhöht. Dieser Effekt wird *Antilokalisation* genannt [Dresselhaus92]. Für die Antilokalisation in einem Halbleiter sind drei Prozesse bekannt: Die Bir-Aronov-Pikus Relaxation beruht auf der Streuung zwischen Elektronen und Löchern und tritt bei tiefen Temperaturen nicht auf. Weiterhin gibt es die Elliot-Yafet und die D'yakonov-Perel Relaxation. Eine Beschreibung der einzelnen Mechanismen soll hier nicht vorgenommen werden; die beiden Prozesse werden ausführlich in Ref. [Fabian99] behandelt. Ein für das Experiment wichtiger Unterschied ist die Abhängigkeit von der Konzentration der Streuzentren. Während der Prozess der D'yakonov-Perel Spin-Relaxation mit ansteigender Konzentration der Streuer schwächer wird, gewinnt der Elliot-Yafet Mechanismus an Bedeutung [Miller03].

2.4 Das 2DEG in einem periodisch modulierten Potenzial

Durch Ausnutzung der persistenten Photoeffektes haben Weiss *et al.* das 2DEG in einer Halbleiter Heterostruktur lateral in seiner Dichte moduliert [Weiss88]. In der Messung des Widerstandes in Abhängigkeit eines Magnetfeldes, das senkrecht zum 2DEG angelegt ist, wurden in $1/B$ periodische Oszillationen des Widerstandes in einem Bereich kleiner Magnetfelder beobachtet, in denen SdH-Oszillationen aufgrund thermischer Verbreiterung noch nicht aufgelöst werden konnten. Diese Weisschen Oszillationen treten immer dann auf, wenn der Zyklotronradius R_c vergleichbar (kommensurabel) zu der Periode a des Potentials ist, d.h. wenn gilt

$$2R_c = a \left(m + \frac{1}{4} \right), \quad (2.15)$$

wobei m eine ganze Zahl ist. Im folgenden werden diese Oszillation auch Kommensurabilitätsoszillationen, oder kurz COs, genannt.

Die ersten Erklärungen wurden in quantenmechanischen Bildern vorgenommen [Winkler89, Gerhards89]: Das periodische Potenzial hebt als Störung die Entartung der Landauniveaus auf und es bilden sich Landaubänder, deren Breite mit dem

Magnetfeld oszilliert und zu den COs führt. Ein von Beenakker vorgeschlagenes Modell, das sich auf eine semiklassische Betrachtung des Problems stützt, konnte die COs ebenfalls erklären [Beenakker89]. Im folgenden Abschnitt wird auf dieses Modell näher eingegangen, weil es für die Erklärung der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse herangezogen wird.

In den Experimenten wurden die COs häufig zusammen mit einem Maximum im Magnetowiderstand bei einem Magnetfeld beobachtet, bevor die COs aufgelöst werden konnten. Dieser wurde ebenfalls sowohl in einem quantenmechanischen [Streda90] als auch in einem semiklassischen Bild [Beton90] erklärt. Beide Modelle werden kurz in Abschnitt 2.4.3 erläutert.

Durch moderne Strukturierungsverfahren lassen sich periodische Strukturen auf der Oberfläche einer Halbleiter-Heterostruktur mit Perioden von 100 nm und kleiner erzeugen. Diese Strukturen können in der Ebene des 2DEG eine Modulation des elektrostatischen Potentials, ein so genanntes laterales Übergitter LSSL (für **l**ateral **s**urface **s**uperlattice) erzeugen. Dieses spiegelt sich in den Transporteigenschaften des 2DEGs wider. Im folgenden soll auf Strukturen eingegangen werden, die nur in einer Richtung periodisch sind.

Zum einen lassen sich durch Ätztechniken verspannte Strukturen in periodischer Anordnung auf der Oberfläche definieren. Eine anderes, weit verbreitetes Verfahren ist die Verwendung von Metallstreifen als Gates, die den Vorteil haben, dass man an sie eine elektrische Spannung bezüglich des 2DEGs anlegen kann und somit die elektrostatische Modulation verändern kann [Winkler89, Hohberger01].

Im Abschnitt 2.4.4 wird kurz auf verspannungsinduzierte LSSL eingegangen. Im Abschnitt 2.4.5 wird die elektrostatische Modulation behandelt.

2.4.1 Das Modell der “guiding center drift“

Beenakker beschreibt die Bewegung eines Elektrons in einem LSSL der Form $V(x) = V_1 \sin(2\pi x/a)$ und einem senkrechten Magnetfeld B wobei V_1 die Amplitude des Potentials ist [Beenakker89]. Zusätzlich zum Magnetfeld, das die Elektronen auf eine Kreisbahn zwingt, erfahren die Elektronen eine Kraft durch das elektrische Feld $-dV/dx$. Eine Annahme für das Modell ist, dass sich die kreisförmigen Zyklotronbahnen durch das elektrische Feld nicht signifikant verformen. Abhängig von der Position des Zentrums (guiding center) der Kreisbahn und von der Stärke des Magnetfeldes erfahren die Elektronen auf ihrer Zyklotronbahn eine Kraft, die nach einer Integration über eine Kreisbahn nicht aufhebt. Als resultierende Bewegung driftet das Zentrum entlang der Equipotenziallinien. Über die Einstein Relation ist der Widerstandstensor mit dem Diffusionstensor \widehat{D}

$$\widehat{\rho} = \frac{1}{D(\mu)e^2} \widehat{D}^{-1} \quad (2.16)$$

verknüpft. Beenakker ermittelt daraus eine Beziehung für den normierten spezifischen Widerstand ρ_{xx}/ρ_{xx0} unter der Annahme, dass der Zyklotronradius wesentlich

größer als die Periode ist [Beenakker89]:

$$\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_{xx0}} = 1 + \kappa^2 \left(\frac{l^2}{aR_c} \right) \cos^2 \left(\frac{2\pi R_c}{a} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.17)$$

Hierbei ist ρ_{xx0} der spezifische Widerstand bei $B=0$ T, l die mittlere freie Weglänge und $\kappa = eV_1/E_F$, die, im Verhältnis zur Fermi-Energie, relativen Stärke des Potentials. Gleichung 2.17 wurde für den Fall $R_c \gg a$ entwickelt. Von Beenakker wurde eine Beziehung abgeleitet, für die diese Einschränkung nicht gilt:

$$\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_{xx0}} = 1 + \frac{1}{2} (\kappa q l)^2 \frac{J_0^2(qR_c)}{1 - J_0^2(qR_c)} \quad (2.18)$$

In dieser Gleichung ist J_0 die Besselfunktion nullter Ordnung und $q = 2\pi/a$ ist der fundamentale Wellenvektor des Potentials. Sie ist nur gültig für den Fall, dass die Elektronen vollständige Umläufe der Zyklotronbahnen durchlaufen können ohne nennenswert häufig gestreut zu werden ($\omega_c\tau \gg 1$). Für $qR_c \ll 1$ wird Gleichung 2.18 zu $\rho_{xx}/\rho_{xx0} = 1 + \frac{1}{2}(\kappa\omega_c\tau)^2$, einem parabolischen Anstieg in Abhängigkeit vom Magnetfeld [Geim92].

Von Gerhardts wurde das Modell auf ein beliebiges periodisches Modulationspotential erweitert [Gerhardts92]. Daraus ergibt sich der Beitrag der n -ten harmonischen Potentialamplitude V_n des LSSL zum Magnetowiderstand

$$\left(\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_{xx0}} \right)_n = 1 + \kappa_n^2 \left(\frac{nl^2}{aR_c} \right) \cos^2 \left(\frac{2\pi nR_c}{a} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.19)$$

mit $\kappa_n = eV_n/E_F$. Die von Beenakker und Gerhardts entwickelten Modelle beschreiben die COs, die in diversen Experimenten gemessen wurden, in Bezug auf die Periodizität der COs sehr gut [Geim92, Boggild95, Luyken98a]. Ein in dieser Art Messung häufig beobachtetes Maximum vor dem Einsatz der COs wird allerdings nicht berücksichtigt. Weiterhin ist in vielen Messungen eine starke Dämpfung der Amplitude der COs mit kleiner werdendem Magnetfeldern beobachtet worden. Mit diesen beiden Korrekturen beschäftigen sich die folgenden beiden Abschnitte.

2.4.2 Dämpfung der CO Amplitude durch Klein-Winkel-Streuung

In Experimenten, in denen eine große Anzahl von Maxima der COs beobachtet werden konnte, wurde keine gute Übereinstimmung in der Abhängigkeit der Amplitude der COs von dem Magnetfeld mit dem Modell von Beenakker [Beenakker89] gefunden [Boggild95, Paltiel97]. Eine entscheidende Rolle spielt die Beschreibung der Streuprozesse für Elektronen auf ihrer Zyklotronbahn. Die in Abschnitt 2.3.5 beschriebene Streuung um kleine Winkel, die in der Transportbeweglichkeit kaum berücksichtigt wird, führt zu einer wesentlich stärkeren Verringerung der CO Amplitude bei Verkleinerung des Magnetfeldes, als sie durch Gleichung 2.17 beschrieben wird.

Es wurden verschiedene Vorschläge zur Beschreibung der Dämpfung der COs gemacht [Mirlin98], indem der oszillatorische Anteil der Gleichung 2.17 um einen magnetfeldabhängigen Faktor ergänzt wurde. Faktoren der Form $\exp(-B_0/B)^3$ [Paltiel97] mit einem unbekanntem Parameter B_0 , ein Faktor $\exp(-\pi/\omega_c\tau)$ [Beton90] oder der Dingle-Faktor $\pi R_c/l \sinh(\pi R_c/l)$ [Endo00] genannt.

2.4.3 Der Effekt des positiven Magnetowiderstandes

In vielen Magnetotransport-Messungen eines 2DEG in einem LSSL wurde ein starker Anstieg des Widerstandes nach $B=0$ T beobachtet. Dieser wird im folgenden kurz als *PMR* (**p**ositive **m**agnetoresistance) bezeichnet. Für dieses Verhalten wurden sowohl quantenmechanische [Streda90, Beton91] als auch semiklassische Theorien (z.B. [Beton90]) zur Erklärung vorgeschlagen. In der quantenmechanischen Theorie von Streda *et al.* werden Elektronen bei sehr kleinem Magnetfeld am Rand der Brillouin-Zone, die durch das periodische Potenzial definiert wird, Bragg-reflektiert und laufen in offenen Bahnen parallel zu der Modulation. Über die erwähnte Einstein-Beziehung erhöht sich der Widerstand ρ_{xx} senkrecht zu den Equipotenziallinien des LSSL. Oberhalb eines kritischen Magnetfeldes wird die Bragg-Reflexion durch die Möglichkeit des Tunnelns durch die Barrieren der Potenzialmodulation unterdrückt und der Widerstand wird wieder kleiner (magnetic breakdown). Dieser Effekt ist aus der Metall-Physik in der Beschreibung der Bewegung der Elektronen im periodischen Potenzial der Atome bekannt [Stark67].

In der semiklassischen Theorie von Beton *et al.* wird die Möglichkeit des Tunnelns nicht berücksichtigt [Beton90]. Für sehr kleine Magnetfelder driften auch hier die Elektronen im Potenzialminimum parallel zur Potenzialmodulation mit nahezu der Fermigeschwindigkeit $v_F = \hbar\sqrt{2\pi n_s}/m^*$ in *offenen* Bahnen. Wenn die Lorentz-Kraft eBv_F größer als die elektrische Kraft $2\pi eV_1/a$ ist, können die Elektronen die Potenzialbarriere überwinden und geschlossene Bahnen ausführen und die COs setzen ein. Daraus ergibt sich ein kritisches Magnetfeld B_c für den magnetischen Durchbruch zu:

$$B_c = \frac{2\pi V_1}{av_F} \quad (2.20)$$

Die Position des Maximums des Widerstandes B_{max} vor dem Einsatz der COs in den Magnetotransportmessungen wird oftmals mit B_c gleichgesetzt. Mirlin *et al.* finden in der Berechnung der Position des Maximums unter Berücksichtigung von Kleinwinkel-Streuung die Beziehung $B_{max} = 0.4B_c$ für eine hinreichend starke Potenzialmodulation [Mirlin01].

2.4.4 Erzeugung einer Modulation durch Verspannung

Neben der erwähnten Methode der Modulation des 2DEGs durch den persistenten Photoeffekt, gibt es weitere Methoden ein LSSL in der Ebene des 2DEG zu erzeugen. Beispielsweise lässt sich dieses durch eine periodisch strukturierte, verspannte

Schicht (z.B. InGaAs auf GaAs) in der Nähe des 2DEG erreichen [Luyken98a]. Weiterhin wurde beobachtet, dass auch eine periodische Anordnung von Metallstreifen auf der Oberfläche einer Heterostruktur COs in Magnetotransportmessungen an einem darunter liegenden 2DEG induzieren kann [Winkler89, Skuras97]. Der Halbleiterkristall unter dem Metall wird entweder schon während des Aufdampfprozesses oder aber in dem für die Messung notwendigen Abkühlungsprozess verspannt. Die Verspannung kann durch das Deformationspotenzial und durch den piezoelektrischen Effekt im 2DEG eine Modulation des Potenzials erzeugen [Larkin97]. Das piezoelektrische Potenzial ist wesentlich größer als das Deformationspotenzial. Weiterhin ist die piezoelektrische Effekt abhängig von der Orientierung der Metallstreifen bezüglich bestimmter Kristallachsen von GaAs. Der Effekt wird mit einer zunehmenden Abweichung von der [010]-Richtung stärker und erreicht für die [110]- und [-110]-Richtung ihren Maximalwert [Skuras97, Long99].

2.4.5 Elektrostatische Modulation eines 2DEGs

Durch die Verwendung der erwähnten Metallstreifen als Feldeffektelektroden (Gates) auf der Halbleiteroberfläche lässt sich über eine an diese bzgl. des 2DEG angelegte Spannung die Stärke der Potenzialmodulation in gewissen Grenzen einstellen. Die elektrostatische Modulation auf der Oberfläche sowie auch die im vergangenen Abschnitt diskutierte verspannungsinduzierte Modulation werden proportional zu $\exp(-2\pi n z/a)$ in die Tiefe z der Heterostruktur übertragen, d. h. die harmonischen Komponenten der Modulation werden mit zunehmendem Index n stärker gedämpft.

Davies *et al.* schlagen zwei Modelle zur Berechnung des Potenzials in der Tiefe des 2DEGs vor, wenn an die Gates eine Spannung bezüglich des 2DEGs angelegt wird: Das Modell der “*pinned surface*“ und das Modell der “*frozen surface*“ [Davies94]. In beiden Modellen wird das Potenzial am Ort der Elektroden durch die angelegte Spannung definiert, jedoch unterscheiden sich die beiden Modelle in der Betrachtung der Oberfläche zwischen den Elektroden. Das Modell des “*pinned surface*“ geht von einem konstanten Potenzial an den freien Oberflächen aus, unabhängig von der angelegten Gatespannung. Um das Potenzial konstant zu halten, müssen ggf. Ladungen an die Oberfläche transferiert werden. Es wird von Davies *et al.* [Davies94, Davies95] als unrealistisch angesehen, dass dieses auch noch bei tiefen Temperaturen geschieht. Deshalb schlagen sie das Modell der “*frozen surface*“ vor, in dem die Ladungsträgerdichte an den freien Oberflächen konstant gehalten wird. Auf das Modell der “*pinned surface*“ mit einer Abschirmung des Potenzials durch das 2DEG in Thomas-Fermi Näherung wird im folgenden näher eingegangen.

Abbildung 3 zeigt die Anordnung in der Seitenansicht, in der die im Modell verwendeten Größen eingeführt werden. Die Gates auf der Oberfläche haben die Breite w und den Abstand d voneinander. Das 2DEG befindet sich in einer Tiefe z_0 unter der Oberfläche. Das Modell geht von einem rechteckförmigen Potenzialverlauf an der Oberfläche ($z = 0$) aus. An den Orten, wo sich ein Elektrode befindet, ist das Potenzial gleich der an das Gate angelegten Spannung V_G . Zwischen zwei

Elektroden, an der freien Oberfläche, hat das Potenzial den gleichen Wert wie die Oberfläche unter einem Gate, wenn dieses mit dem 2DEG kurzgeschlossen ist. Da in den folgenden Betrachtungen von x unabhängige Beiträge zum Potenzial keine Rolle spielen, möge das Potenzial zwischen den Gates den Wert Null haben.

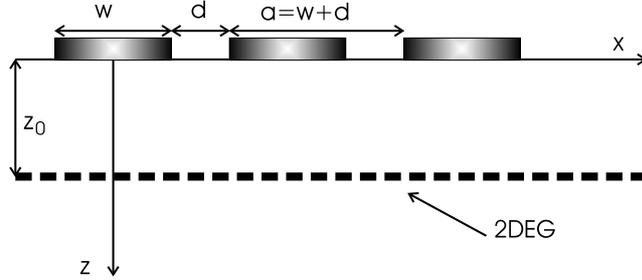


Abb. 3: Seitenansicht der Anordnung der Gates zur Berechnung der Potenzialmodulation in der Ebene des 2DEGs im Modell von Davies *et al* [Davies94].

Das Potenzial $V(x, z = 0)$ wird in eine Fourierreihe zerlegt. Durch die Wahl des Nullpunktes in Abb. 3 ($x = 0$ in der Mitte eines Gates), ergibt sich die Kosinusreihe

$$V(x, 0) = \frac{1}{2} \phi_0(z = 0) + \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n(z = 0) \cos(q_n x) \quad (2.21)$$

mit den Fourier-Koeffizienten $\phi_n(z = 0) = 4V_G/(q_n a) \sin(q_n w/2)$ und $q_n = 2n\pi/a$. Die Dämpfung der Koeffizienten mit der Tiefe wird durch einen Exponentialfaktor in $\phi_n(z) = \phi_n(0) \exp(-q_n z)$ beschrieben. Daraus ergibt sich, dass der Quotient aus der Periode der Modulation und des Abstandes zwischen 2DEG und Gate a/z_0 den Beitrag höherer harmonischer Komponenten V_n in der Tiefe z_0 angibt.

Die Abschirmung des Potentials durch das 2DEG wird in Thomas-Fermi-Näherung beschrieben [Kotthaus82]. Unter Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung der Kristalls ergibt sich die dielektrische Funktion in Abhängigkeit des Wellenvektors q und der Tiefe z zu $\epsilon_{TF}(q, z) = 1 + 2/a_0 q [1 - \exp(-2qz)]$ [Stern67]. Die n -te harmonische Komponente des abgeschirmten Potentials in der Tiefe z_0 ergibt sich aus dem beschriebenen Modell zu $V_n = \phi_n(z_0)/\epsilon_{TF}(q_n, z_0)$.

2.5 Nulldimensionale Elektronensysteme

Ein Quantenpunkt (QP) schließt Ladungsträger in allen Raumrichtungen derart stark ein, dass sämtliche Energien der Bewegung quantisiert sind. Die Elektronen im QP bilden ein *nulldimensionales* (0D) Elektronensystem.

QP lassen sich auf verschiedene Weise herstellen. Eine Möglichkeit ist die Einschränkung eines 2DEGs in den beiden freien Richtungen durch Verarmungsgates

[Hansen89, Meirav90] oder durch Ätzen [Reed88, Tarucha96]. Mit diesen Methoden ist es gelungen, einzelne Elektronen in QP zu untersuchen. Die Herstellung solcher QP ist allerdings sehr schwierig.

Der Prozess der verspannungsinduzierten Selbstorganisation von Atomen während des MBE-Wachstums ist eine andere Möglichkeit zur Herstellung sehr kleiner QP. Im nächsten Abschnitt wird zunächst auf diese Herstellung von InAs-QP im so genannten Stranski-Krastanov-Wachstum eingegangen. Es folgt ein Abschnitt, in dem ein sehr einfaches Modell für das Potenzial eines QP zur Ableitung der elektronischen Zustände im Magnetfeld behandelt wird. Desweiteren wird der Ladeprozess der QP diskutiert.

2.5.1 Das MBE-Wachstum von InAs-Quantenpunkten

Wird InAs auf GaAs aufgewachsen, so müssen sich die beiden Gitterkonstanten im epitaktischen Wachstum einem Unterschied von etwa 7 % anpassen. Die Verspannungsenergie der InAs-Benetzungsschicht (Wettinglayer) nimmt mit ihrer Dicke zu, bis es bei einer deponierten Menge von etwa 1.5 Monolagen energetisch günstiger ist, entweder Versetzungen in der Wettinglayer zu bilden oder, unter bestimmten Bedingungen, versetzungsfreie Inseln, die InAs-QP, auf der Wettinglayer auszubilden [Goldstein85, Bimberg99]. Der Übergang vom Lagenwachstum zum versetzungsfreien 3D-Wachstum wird als Stranski-Krastanov Übergang bezeichnet [Stranski39].

Während des Wachstums vermischen sich das GaAs und das InAs, so dass davon auszugehen ist, dass die QP nicht überall aus reinem InAs bestehen (siehe auch [Zhang00, Bolz03]). Dieses ist insbesondere dann zu erwarten, wenn die QP im weiteren Wachstum mit GaAs bedeckt werden. Die so entstandenen Inseln haben einen Durchmesser von etwa 20 nm, eine Höhe von typischerweise 5 nm und können eine sehr scharfe Verteilung ihrer Größe aufweisen. Die Anzahl der QP hängt stark von der Menge des deponierten InAs und von den Wachstumsbedingungen ab [Weichsel00]. Typische Werte liegen zwischen 10^{14} m^{-2} und einigen 10^{15} m^{-2} .

2.5.2 Der harmonische Oszillator als Modell für das Potenzial eines Quantenpunktes

Im folgenden wird ein Modell vorgestellt, das sich als sehr erfolgreich in der Beschreibung der elektronischen Zustände von QP erwiesen hat. Eine Annahme des Modells ist, dass die Ausdehnung eines QP in vertikaler Richtung deutlich kleiner als seine laterale Ausdehnung ist. InAs-Quantenpunkte erfüllen diese Voraussetzung mit den genannten Werten für ihre Ausdehnungen. Aufgrund dieser Annahme braucht nur ein gebundener Zustand in Wachstumsrichtung betrachtet werden. In der Ebene wird das harmonische Oszillatorpotenzial $V(\vec{r}) = \frac{1}{2}\omega_0^2 \vec{r}^2$ mit $\vec{r} = (x, y)$ mit der Eigenfrequenz ω_0 angenommen. Die Schrödingergleichung für dieses Potenzial unter

Hinzunahme eines in z-Richtung angelegten Magnetfeldes mit dem Vektorpotential \vec{A}

$$\left[\frac{1}{2m^*} (\vec{p} - e\vec{A})^2 + \frac{1}{2}\omega_0^2 r^2 \right] \Psi = E\Psi \quad (2.22)$$

wurde von Fock gelöst [Fock28]. Hierbei ist \vec{p} der Impulsoperator und Ψ die Wellenfunktion des Elektrons. Die Energieeigenwerte (Fock-Darwin Niveaus) lauten:

$$E_{nl} = \hbar\omega_{eff}(2n + |l| + 1) + \frac{1}{2}l\hbar\omega_c \quad (2.23)$$

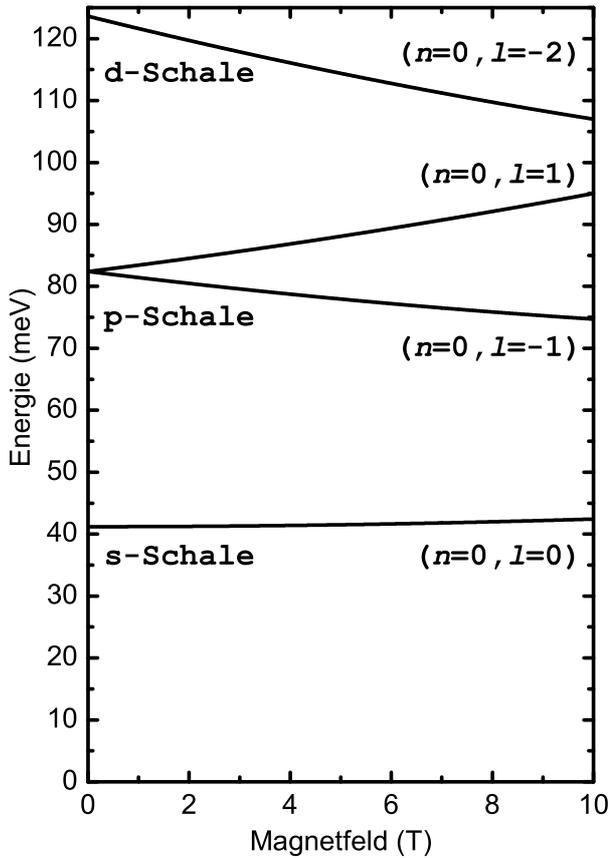


Abb. 4: Fock-Darwin Niveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Grafik zeigt die Werte der Quantenzahlen n und l (siehe Text) eines jeden Niveaus und die Klassifikation in Schalen.

Die Drehimpulsquantenzahl $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und die radiale Quantenzahl $n = 0, 1, 2, \dots$ beschreiben das System. Die effektive Oszillatorfrequenz, die das Magnetfeld berücksichtigt, ist $\omega_{eff} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}/2$. Die Fock-Darwin Niveaus werden in Anlehnung an das Schalenmodell der Atome entsprechend ihrer Drehimpulsquantenzahl als s-, p- Schale usw. bezeichnet. Abbildung 4 zeigt diese in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Für die Berechnung wurde ein elektrostatisches Einschlusspotential von $\hbar\omega_0 = 41$ meV als ein typischer Wert für InAs-QP gewählt. Während sich die Energie der s-Schale im Magnetfeld kaum verändert, zeigt die p-Schale aufgrund ihres Drehimpulses im Magnetfeld eine Aufspaltung. Der Zustand mit $l = -2$ der

d-Schale verschiebt sich in hohen Magnetfeldern zu kleineren Energien. Weitere Niveaus der d-Schale sind in hier nicht gezeigt. Jedes Fock-Darwin Niveau kann mit zwei Elektronen unterschiedlicher Spinorientierung besetzt werden.

2.5.3 Der Ladeprozess von Quantenpunkten

Quantenpunkte - insbesondere selbstorganisiert gewachsene InAs-Quantenpunkte - sind so klein, dass die Ladung auf den Punkten nicht mehr als kontinuierlich angenommen werden darf, sondern berücksichtigt werden muss, dass der Wert dieser Ladung immer ein ganzzahliges Vielfache der Elementarladung ist ($Q = Ne$). Die Berücksichtigung dieser Tatsache ist Ausgangspunkt der Coulomb-Blockade-Theorie. Die Energie eines Quantenpunktes ist:

$$E = \frac{(Ne)^2}{2C} + \varphi eN \quad (2.24)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Elektronen in dem QP und φ sein elektrostatisches Potenzial. C ist die Kapazität des QP bezüglich des Restes der Welt. In Experimenten in denen einem QP Elektronen hinzugefügt werden, wird C meist durch die Kapazität zwischen dem QP und den in der Nähe befindlichen Elektroden genähert. Über eine an ein Gate angelegte Spannung wird in einigen Experimenten die Anzahl der Elektronen in dem QP über sein elektrostatische Potenzial kontrolliert. Der QP ist an ein Elektronenreservoir gekoppelt, aus dem die Elektronen kommen, mit denen er geladen wird. Das chemische Potenzial eines Quantenpunktes mit N Elektronen ist definiert als die Änderung der Grundzustandsenergie E_{tot} , wenn dem QP ein Elektron hinzugefügt wird.

$$\mu(N) = E_{tot}(N) - E_{tot}(N - 1) \quad (2.25)$$

Immer wenn das chemische Potential des Reservoirs den gleichen Wert wie das chemische Potenzial des QP hat, kann ein Elektron in den QP transferiert werden. Um z.B. die s-Schale des QP mit einem zweiten Elektron zu besetzen, muss erst die *Coulombblockadeenergie* e^2/C über das elektrostatische Potenzial zur Verfügung gestellt werden.

InAs-QP sind so klein, dass die Quantisierungsenergie größer als die Coulombblockadeenergie ist. Bei größeren QP, wie sie mit anderen Verfahren hergestellt werden, ist es umgekehrt.

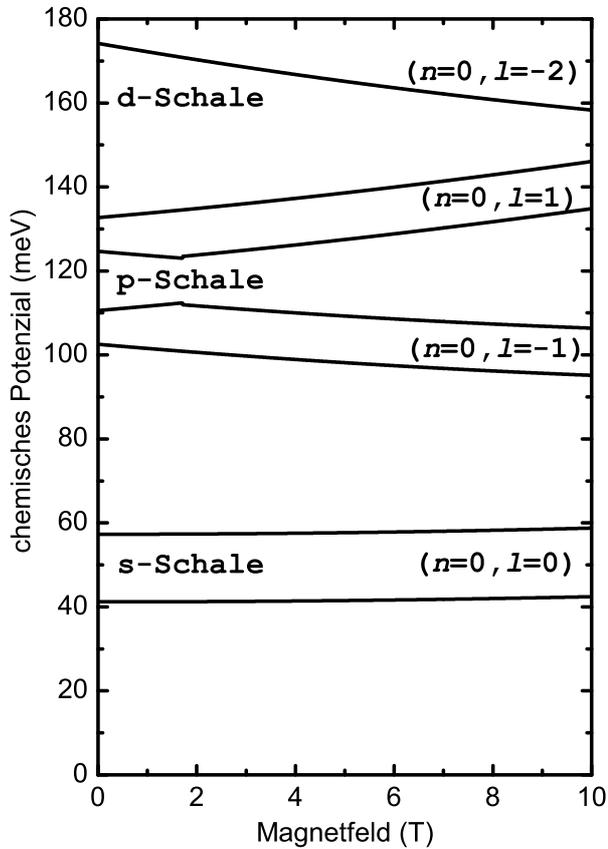


Abb. 5: Chemisches Potenzial eines QP mit dem Einteilchenspektrum aus Abb. 4. die Coulombblockade wurden nach einem Modell von Warburton *et al.* berechnet [Warburton98]

Das “constant interaction model“ stützt sich auf die Annahme, dass die Coulombblockadeenergie unabhängig von der Besetzung eines QP ist. Andere Modelle betrachten die Coulombwechselwirkung der Elektronen etwas detaillierter [Wojs96]. In Modell von Warburton *et al.* wird sie durch die Anwendung der Störungstheorie behandelt [Warburton98]. In Abb. 5 ist das chemische Potenzial eines QP mit $\hbar\omega_0 = 41$ meV gezeigt, das mit dem Modell von Warburton *et al.* berechnet wurde. Die Coulombblockadeenergien der Elektronen der p-Schale sind etwas kleiner als, die der s-Schale. Bei einem Magnetfeld von etwa 1.5 T ist eine Kreuzung der Niveaus $l = 1$ und $l = -1$ zu sehen. Für kleinere Magnetfelder überwiegt die Austauschwechselwirkung, die in dem Modell berücksichtigt wird. Für einen QP mit vier Elektronen ohne ein angelegtes Magnetfeld ist es energetisch günstiger die p-Schale zunächst mit zwei Spins gleicher Orientierung zu besetzen (Hundsche Regel). Da dieses Verhalten in den hier gezeigten Messungen nicht aufgelöst werden konnte, wird nicht näher darauf eingegangen.

Kapitel 3

Probenaufbau und Präparation

Die Präparation ist entsprechend der in dieser Arbeit behandelten Themen in vier Abschnitte gegliedert. Jeder Abschnitt beschäftigt sich zunächst mit dem Probenaufbau und anschließend mit der Beschreibung der Präparation. In der Beschreibung des Probenaufbaus werden Parameter der Heterostruktur, z.B. die Schichtdicken, erwähnt, sofern sie in einem späteren Kapitel verwendet werden. Gleiches gilt für die Parameter der Präparation. Ein detaillierter Aufbauplan der in dieser Arbeit verwendeten Proben und eine ausführliche Auflistung der Präparationsparameter ist im Anhang A bzw. B zu finden.

3.1 MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten

MIS-(metal insulator semiconductor)-Strukturen können in der Kapazitätsspektroskopie eingesetzt werden, um Elektronensysteme unterschiedlicher Dimensionalität zu studieren. In dieser Arbeit werden InAs-QP, die in eine MIS-Struktur eingebaut wurden, untersucht. Eine Gleichspannung wird zwischen einer Feldeffektelektrode (Gate) auf der Oberfläche der Probe und einem in die Probe eingewachsenen *Rückkontakt* angelegt. Dieser Rückkontakt verhält sich metallisch, auch wenn die Probe auf tiefe Temperaturen abgekühlt worden ist. Über den Feldeffekt wird die Besetzung der QP mit Elektronen, die sich zwischen dem Gate und dem Rückkontakt befinden, gesteuert. Dabei gelangen die Elektronen durch eine *Tunnelbarriere* aus dem Rückkontakt in die QP. Eine *Blockadebarriere* zwischen dem Gate und dem Elektronensystem verhindert, dass Elektronen zum Gate abfließen.

3.1.1 Probenaufbau

Im zeitlichen Ablauf des Wachstums einer hier beschriebenen MIS-Struktur wird zunächst ein AlGaAs/GaAs-Übergitter (im folgenden als SPS für **s**hort **p**eriod **s**uperlattice bezeichnet) gewachsen. Für die prinzipielle Funktionsweise der MIS-Struktur ist dieses SPS nicht von Bedeutung. Nach einer undotierten Schicht aus GaAs wird

der Rückkontakt der MIS-Struktur gewachsen. Dieser besteht aus einer 25 nm dicken Schicht aus n-dotiertem GaAs. Es folgt die 20 nm dicke Tunnelbarriere aus GaAs. Sie ist bis auf eine schwache p-Hintergrundsdotierung aufgrund von Restgasen in der MBE nicht dotiert. Auf der Tunnelbarriere werden die InAs-Quantenpunkte gewachsen. Seit den “erfolgreichen“ Kapazitätsspektren der Probe HH931 (siehe Ergebnisteil) wurde für weiteren Proben mit QP die gleichen Wachstumsparametern gewählt: Die Wachstumstemperatur war 530 °C. Schon wenig oberhalb dieser Temperatur desorbieren die QP von der Oberfläche bei typischen Arsen-Drücken in der MBE. Die QP wurden mit einer Bedeckung von 0.75 nm an InAs und mit einer Wachstumsgeschwindigkeit von 0.1 Monolagen/s auf einen rotierenden Wafer gewachsen.

In den Proben HH1267 und HH1286 wurden auf der Tunnelbarriere zwei Lagen QP abgeschieden. Sie sind durch eine GaAs Barriere von 7 nm bzw. 3 nm getrennt. Ansonsten besitzen die Proben den Aufbau einer normalen MIS-Struktur.

Die QP werden mit einer weiteren Schicht undotiertem GaAs überwachsen. Es schließt sich die Blockadebarriere an. Damit sich keine aluminiumhaltige Schichten dicht unterhalb der Probenoberfläche befinden und mit dem Sauerstoff der Umgebungsluft reagieren, wird die Struktur mit einer GaAs-Schicht abgeschlossen. Für die Möglichkeit der Untersuchung mit dem Raster-Kraft-Mikroskop (siehe [Zhang00, Bolz03]) wird eine Lage QP mit denselben Wachstumsparametern auf der Oberfläche abgeschieden, die die elektronischen Untersuchungen an den vergrabenen QP nicht beeinflusst.

3.1.2 Präparation

Aus dem Wafer werden für die weitere Prozessierung zunächst kleine Stücke (5 mm x 5 mm) herausgebrochen. Die Waferoberfläche sollte unbedingt durch Lack geschützt sein, weil sonst Splitter des Kristalls beim Brechen auf die Oberfläche der Proben gelangen und von dort nicht mehr entfernt werden können.

Die Probe wird anschließend wieder von dem Schutzlack befreit. Dieser Prozess wird im folgenden kurz als *Reinigung* bezeichnet und beinhaltet das Kochen der Probe in Aceton, das nachfolgende Spülen unter fließendem Isopropanol und das Trocknen der Probe unter gasförmigem Stickstoff.

Mit einem LötKolben werden nun kleine Tropfen aus Indium in den Ecken der Probe aufgebracht. Das Indium diffundiert während der Erwärmung der Probe in einem Legierofen unter Schutzgasatmosphäre in den Kristall und bildet damit eine ohmsche Verbindung zum Rückkontakt. Die Metallisierung für diese Verbindung wird im folgenden kurz als *Kontakt* bezeichnet. Die Probe wird anschließend erneut gereinigt.

Nun wird die Probe mit UV-empfindlichem Photolack auf der Lackschleuder bedeckt und mit einem Maskaligner werden Fenster einer Chrom-Maske durch Belichtung und Entwicklung in den Photolack übertragen (optische Kontaktlithographie). In einer Aufdampfanlage wird ein Gemisch aus Nickel und Chrom thermisch ver-

dampft und bedeckt nach der *Metallisierung* die Oberfläche der Probe. In einem so genannten *Lift-Off* Prozess, bei dem die Probe in Aceton gekocht und in ein Ultraschallbad gelegt wird, bleibt nur die Metallisierung in den definierten Fenstern stehen, während sie in den anderen Bereichen der zusammen mit dem Photolack fortgeschwemmt wird. Die verbleibende Metallisierung auf der Probenoberfläche bildet das Gate.

Mit einem Tropfen Leitsilber wird die Probe in einen Probenträger geklebt. Dünne Golddrähte werden mit einem Ende auf den Gates bzw. auf den Kontakten und mit dem anderen Ende auf die Anschlüsse des Probenträgers mit Leitsilber geklebt.

3.2 MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt

Anstelle einer n-dotierten Schicht GaAs in MIS-Strukturen, besitzen die in diesem Abschnitt vorgestellten Heterostrukturen ein 2DEG als Rückkontakt (*2D-Rückkontakt*). Dieses bildet sich in einer so genannten *invertierten HEMT*-Struktur aus. Die in diesen Proben enthaltenen InAs-QP werden nun aus diesem 2DEG geladen und, wie in herkömmlichen MIS-Strukturen, ist die Kontrolle der Besetzung über die Gatespannung möglich. Es werden weiterhin in dieser Arbeit die Transporteigenschaften des 2D-Rückkontaktes studiert. Dazu werden diese Proben für Magnetotransportmessungen zu einem Hallbar präpariert.

Diese Modifikation von MIS-Strukturen wurde bereits in [Weichsel00] beschrieben. Die dort untersuchte Probe HH718 unterscheidet sich in ihrem Aufbau nur leicht von der in dieser Arbeit untersuchten Struktur HH939. In der neueren Probe zeigen die QP jedoch viel mehr Ladeprozesse in Kapazitätsspektren.

3.2.1 Probenaufbau

Das Wachstum der Probe beginnt mit der Schichtenfolge des invertierten HEMT. Dieser besteht aus mit einer n-dotierten Schicht AlGaAs, einem AlGaAs Spacer und einer darauf folgenden undotierten GaAs-Schicht, die gleichzeitig den Kanal und, wie in einer herkömmlichen MIS-Struktur, die Tunnelbarriere zu den QP bildet. In der in dieser Arbeit untersuchten Probe HH939 ist diese Schicht 40 nm dick. Auf ihr werden die InAs QP mit den optimierten Wachstumsparametern der QP in Probe HH931 gewachsen. Der Rest der Probe hat den Aufbau einer herkömmlichen MIS-Struktur, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde.

3.2.2 Präparation

Der Wafer wird zunächst durch Lack geschützt und in etwa 5 mm x 5 mm große Stücke gebrochen. Durch die beschriebene optische Lithographie wird in dem ersten

Schritt ein Bereich auf der Probe definiert, in dem der Photolack stehen bleibt. Der freistehende Bereich der Probe wird in einer Mischung aus Phosphorsäure, Wasser und Wasserstoffperoxid mindestens so lange geätzt, bis der Rückkontakt hier entfernt wurde. Der ungeätzte Bereich mit Rückkontakt wird als *Mesa* eines so genannten Hallbars (Erläuterungen im Abschnitt 4.3) bezeichnet. Die Fläche dieser Mesa hat in Abb. 6 eine gepunktete Umrandung.

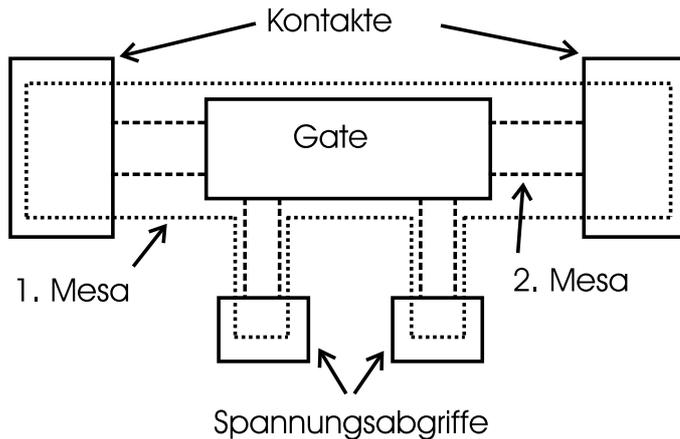


Abb. 6: Schematischer Aufbau des Hallbars mit Gates und Kontakten in der Präparation einer modifizierten MIS-Struktur.

Als nächstes werden die Kontakte auf der Mesa an den Rückkontakt gefertigt. Es werden mit dem beschriebenen Verfahren der Belichtung und Entwicklung von Photolack Fenster an den Enden des Hallbars und der Spannungsabgriffe (als Flächen mit durchgezogener Umrandung in Abb. 6 gezeichnet) definiert. In einer Aufdampfanlage wird die Probe durch Elektronenstahlverdampfung mit einer Schichtenfolge aus AuGe und Ni bedeckt. Das Kontaktmaterial wird anschließend wie schon beschrieben einlegiert und bildet die Verbindung zum 2D Rückkontakt.

Anschließend wird ein Gate auf der Mesa definiert, über das im Experiment die Elektronenbesetzung der QP gesteuert wird. Dieses Gate wird durch Verdampfung von 5 nm Chrom und anschließend 25 nm Gold hergestellt und hat eine kleinere Breite als die erste Mesa.

In einem letzten Ätzschritt wird die erste Mesa nach der Belichtung eines Hallbars mit geringerer Breite als das Gate weiter verkleinert. Die so entstandene zweite Mesa ist in Abb. 6 durch eine Fläche mit gestrichelte Linie als Rand dargestellt. Im mittleren Teil der Struktur dient das Gate als Ätzmaske. Für eine optische Transparenz werden häufig Gates aus einer dünnen Schicht Nickelchrom verwendet. Weil aber die hier beschriebene Präparation diesen letzten Ätzschritt vorsieht, ist von der Verwendung dieses Materials abzuraten, denn es erwies sich als nicht resistent gegenüber der Säure. Durch Verwendung dieses sogenannten *self-aligned gates* ist sichergestellt, dass der Hallbar auf seiner gesamten Breite von einem Gate bedeckt ist.

Die Probe wird in einen Probenträger geklebt und die Kontakte werden mit einem Wedgebonder durch einen Aluminium-Draht an die Kontaktflächen des Pro-

beträgers angeschlossen. Das Elektronensystem unter dem Gate würde durch Bonden zerstört werden. Deshalb wird das Gate mit Golddraht und Leitsilber mit den Kontakten des Sockels verbunden.

3.3 HEMT-Strukturen mit interdigitalen Gates

Die Proben, deren Aufbau und Präparation in diesem Abschnitt beschrieben werden, enthalten ein 2DEG hoher Beweglichkeit. Dieses wird in Magnetotransport-Messungen untersucht. Deshalb werden auch diese Proben zu einem Hallbar präpariert.

Die Messungen konzentrieren sich bei diesen Proben auf die Transporteigenschaften des 2DEG, wenn der Stromfluß senkrecht zu einem eindimensionalen LSSL verläuft. Das LSSL wird in diesen Proben durch zwei ineinandergreifende gabelförmige Gates (*interdigitale Gates*) induziert, die senkrecht zur Stromrichtung über den Hallbar verlaufen. Die einzelnen Zinken der interdigitalen Gates haben nur eine Breite von 100 nm und wurden mittels Elektronenstrahlithographie definiert. Im folgenden Absatz wird kurz auf diese Strukturierungsmethode eingegangen.

3.3.1 Elektronenstrahlithographie

Im Rasterelektronenmikroskop (DSM 962 der Firma Zeiss), im folgenden abkürzend als REM bezeichnet, wird ein Elektronenstrahl auf Objekte gerichtet und aus der Intensitätsverteilung der gestreuten Elektronen lassen sich Information über die Beschaffenheit des Objektes erhalten. Mit dem REM lassen sich aber auch kleine Strukturen in einem für Elektronen empfindlichen Lack (PMMA) definieren.

Die Elektronen kommen aus einer Kathode und erhalten ihre kinetische Energie durch die Beschleunigungsspannung. Durch verschiedene elektromagnetische Linsen wird der Elektronenstrahl auf der Probe fokussiert. Der Strom, der die Probe erreicht, wird als Schreibstrom bezeichnet. Die Steuerung des Elektronenstrahls übernimmt ein Computer. Die Information zum Aufbau der zu schreibenden Struktur wird dem Computer über eine Maske in elektronischer Form als Datei gegeben.

Über die *Dwelltime* wird dem Computer mitgeteilt, wie lange der Elektronenstrahl an einer Position verweilen soll. Bei einer gegebenen Beschleunigungsspannung ergibt sich aus der zu belichtenden Fläche, der Dwelltime und dem Schreibstrom, die im Anhang B angegebene *Dosis*, d.h. die Menge an Ladung, die pro Fläche im Lack deponiert wird. Unterschiede bei der Belichtung verschiedener Strukturen einer Maske können über den Dosisfaktor in der Maskendatei eingestellt werden.

Der Photolack reagiert auf diese deponierte Ladung entsprechend seiner Empfindlichkeit. Bei sehr kleinen Strukturen (kleiner als 400 nm) sollten vor der Belichtung einer Probe regelmäßig Belichtungsreihen mit verschiedenen Dosisfaktoren durchgeführt werden, denn die Belichtungsparameter verändern sich leicht mit dem Alter der Kathode und des Photolackes.

3.3.2 Probenaufbau

Die Probe HH753 ist eine HEMT-Struktur. In der Reihenfolge des Wachstums der Heterostruktur wird zunächst der GaAs-Kanal gewachsen. Es folgt dann der Spacer aus AlGaAs und die Dotierschicht des HEMT. Die Probe wird mit einer dünnen Schicht aus GaAs abgeschlossen. Die Grenzfläche zwischen Kanal und Spacer hat in der verwendeten Probe einen Abstand von 97 nm von der Oberfläche.

3.3.3 Präparation

Zuerst wird wieder ein etwa 5 mm x 5 mm großes Probenstück mit Schutzlack gebrochen, gereinigt und mit Photolack beschichtet. Mit einer Chrom-Maske wird zunächst eine Reihe von Zuleitungen mit quadratischen Flächen an den Enden definiert, die auf eine etwa 200 μm x 200 μm große Mesa in ihrem Zentrum zulaufen (siehe Abb. 7). Die Maske wurde freundlicherweise von Heiko Rolff zur Verfügung gestellt. Die zentrale Mesa dient später als Fläche für die Strukturierung mit dem REM. Nur das 2DEG unter den so definierten Strukturen bleibt nach dem nun folgenden nasschemischen Ätzschritt erhalten. Weiterhin werden hierbei nicht abgebildete Orientierungsmarken für die spätere REM-Belichtung definiert.

Mit dem bereits beschriebenen Verfahren zur Erstellung von Kontakten an das 2DEG, werden die in Abb. 7 außen liegenden Quadrate (die späteren Bondflächen) an den Enden der Zuleitungen mit einer Schichtenfolge aus AuGe und Nickel versehen und dieses wird einlegiert.

Nach einer Reinigung wird die Probe für die Elektronenstrahl-Belichtung der interdigitalen Gates und ihrer Zuleitungen vorbereitet. Dazu wird zuerst ein PMMA-Lack mit kleinem Molekulargewicht aufgeschleudert und ausgebacken. Es folgt eine Schicht PMMA-Lack mit einem größerem Molekulargewicht. Die untere Schicht dieses Doppellacksystems ist für den Elektronenstrahl empfindlicher als die obere. Nach der Belichtung erhofft man sich deshalb ein unterkehliges Lackprofil. Damit können in einem späteren Prozessschritt sehr kleine Strukturen auf der Probe definiert werden, deren Ausmaße durch die Öffnungen in der oberen Lackschicht bestimmt werden. Weiterhin funktioniert der Lift-Off-Prozess einer Metallisierung mit diesem Schichtsystem sehr gut.

In einer ersten REM-Belichtung werden bei einer kleinen Vergrößerung die in Abb. 7 schwarz ausgefüllten Zuleitungen und Quadrate außerhalb der Zentralmesa belichtet. In einer zweiten Belichtung bei einer hohen Vergrößerung werden auf die zentrale Mesa drei Felder mit interdigitalen Gates inklusive Zuleitungen definiert. Diese Zuleitungen verlaufen bis zum Rand der Zentralmesa und überlappen dort mit den in der ersten REM-Belichtung definierten Zuleitungen. Durch die 6 Zuleitungen auf und außerhalb der Zentralmesa kann in der Messung jede Gabel separat mit einer Spannung belegt werden. Jede Gabel hat 35 streifenförmige Zinken auf der einen und 36 auf der anderen Seite. Ein einzelner waagerechter Zinken ist 100 nm breit und

der Abstand zu den jeweils nächsten Streifen der gegenüberliegenden Gabel beträgt 150 nm.

Für Magnetotransportmessungen in Abhängigkeit von der Richtung des Stromflusses im Halbleiter sind die drei Felder der interdigitalen Gates auf der Zentralmesa gegeneinander um jeweils einen Winkel von 45° in der Ebene gedreht. Insgesamt wurde die Struktur entsprechend der in Abb. 8 eingezeichneten Kristallrichtung orientiert.

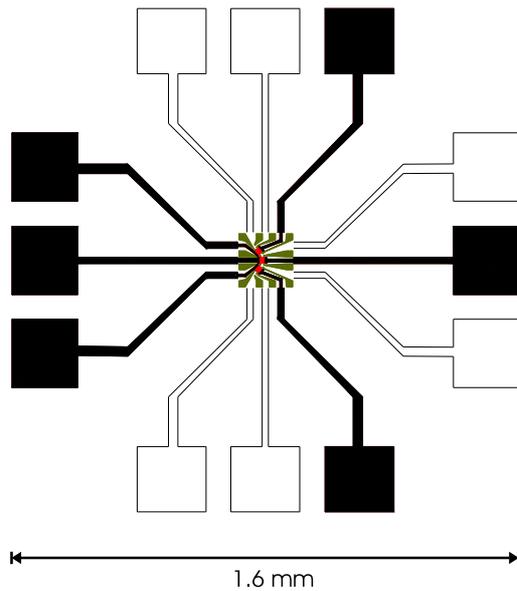


Abb. 7: Gesamtansicht der präparierten Struktur für Magnetotransportuntersuchungen unter interdigitalen Gates. Die Zuleitungen laufen von den Bondflächen (äußere Quadrate) zu einer zentralen Mesa. Diese ist in Abb. 8 vergrößert dargestellt

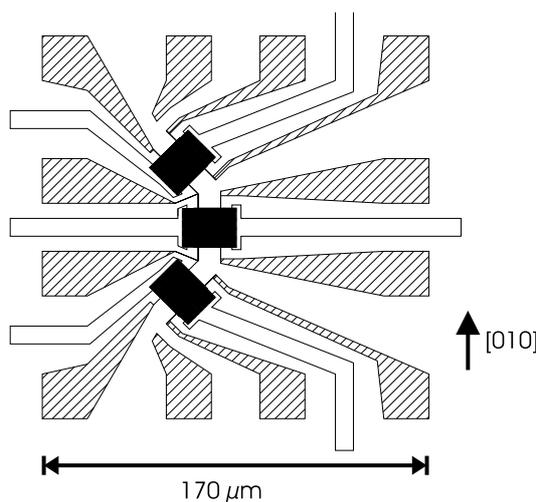


Abb. 8: Aufbau der Zentralmesa. Die im Text beschriebene interdigitale Anordnung von Streifen ist in den dunklen Feldern nicht aufzulösen. Abb. 9 zeigt ein Feld in der Vergrößerung. Schraffierte Flächen sind geätzte Bereiche.

Anschließend wird die Probe in einem speziellen Entwickler und Stopper für PMMA-Lack entwickelt, für 45 s einem Sauerstoffplasma ausgesetzt, für etwa 3 s in

konzentrierte Salzsäure getaucht (HCL-Dip) und unter fließendem Reinstwasser abgespült. Das Plasma dient der Veraschung eventueller Lackrückstände in den belichteten Bereichen. Die Salzsäure nimmt das dabei entstandene Oxid weg. Anschließend wird sie in der Aufdampfanlage mit 30 nm Titan bedampft. Der Lift-Off-Schritt lässt die interdigitalen Gates und ihre Zuleitungen stehen.

Für den dritten Belichtungsschritt mit dem REM wird die Mesa des Hallbars definiert. Dazu wird die Probe mit einer einfachen Schicht PMMA-Lack versehen, denn die nun folgenden Strukturen sind nicht sehr klein und es folgt keine Metallisierung. Als Schreibfeld wird wieder die zentrale Mesa eingestellt. Es werden die in Abb. 8 schraffiert gezeigten Flächen, sowie die so genannten Ätzgräben, wie sie in Abb. 9 zu sehen sind, belichtet. Die beiden Ätzgräben unter einem Feld interdigitaler Gates definieren den Rand des in der Messung stromführenden Kanals.

Die Probe wird nach der Belichtung wieder einem Sauerstoffplasma ausgesetzt. Danach wird sie in eine Mischung aus Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser gelegt um das 2DEG an den schraffierten Flächen zu entfernen und durch die Ätzgräben zu trennen. Die Trennung geschieht auch unterhalb der Streifen der interdigitalen Gates, weil diese von der Säure unterätzt werden. Die Titanstreifen selbst bleiben als Brücken über die Ätzgräben stehen. Auf diese Weise wird auf der Zentralmesa ein Hallbar mit Spannungsabgriffen, Stromeingang und Stromausgang definiert. In den Messungen können dann drei Bereiche des Hallbars untersucht werden, in denen der Strom senkrecht zu den Gates aber in verschiedenen Kristallrichtungen fließt.

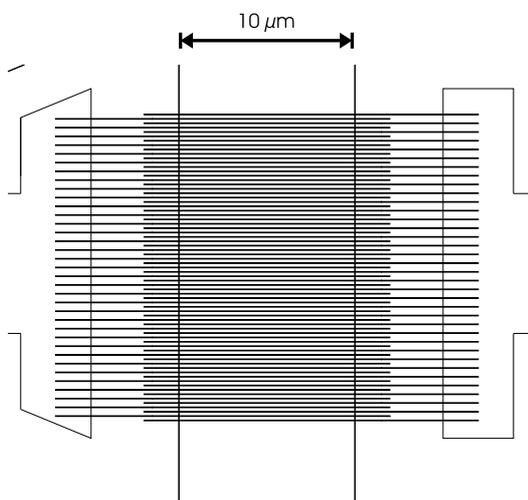


Abb. 9: Ansicht eines Feldes von interdigital ineinandergreifenden Gates, die jeweils über einen Ätzgraben laufen und auf einer Zuleitung enden.

Nach dem Ätzen wird der restliche PMMA-Lack in kochendem Aceton wieder entfernt und die Kontakte der Probe können nun mit Hilfe des Bonders mit den Anschlüssen eines Probensockels verbunden werden.

An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass der letzte Ätzschritt in früheren Proben mit dünnen Metallstreifen, oftmals zu einer Zerstörung der interdigitalen Gates

führte, weil sich die Säure an ihnen unter dem Photolack entlang gezogen hatte. Es wurde keine systematische Untersuchung durchgeführt, um herauszufinden, durch welchen Parameter in welchem Prozessschritt die Zerstörung der Gates verhindert werden kann. Proben mit zerstörten Gates waren nach der REM-Belichtung der Gates nicht in Salzsäure getaucht worden und es wurde nicht darauf geachtet, wie dick die Metallisierung für die Gates war. Proben, deren Metallstreifen eine maximale Dicke von 30 nm hatten und die einem HCl-Dip nach der REM-Belichtung der Gates ausgesetzt worden waren, wurden nicht zerstört.

3.4 Doppel Quantum Wells

Die Doppel Quantum Well (*DQW*)-Strukturen, deren Aufbau und Präparation in diesem Abschnitt beschrieben wird, werden im Experiment dazu verwendet, um zu untersuchen, wie stark ein elektrisches Feld von einem 2DEG abgeschirmt wird. Die Messung erfordert eine selektive Kontaktierung der beiden QWs im DQW. Eine selektive Kontaktierung durch kontrolliertes Einlegieren des Kontaktmaterials ist vermutlich unmöglich, wenn die beiden QWs, wie in der hier beschriebenen Probe, nur einen Abstand von 20 nm haben. Die während der hier beschriebenen Präparation hergestellten Kontakte schließen zunächst die beiden QW kurz. Erst im Experiment wird ein selektiver Anschluss durch Gates bewerkstelligt, die jeweils das 2DEG im unteren QW und im oberen QW an einer bestimmten Stelle verarmen. Dazu muss die Probe sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite mit Gates versehen werden. Um nicht zu große Verarmungsspannungen anlegen zu müssen wird die Probe gedünnt, was einen Großteil des präparativen Aufwands ausmacht. Die Idee der Präparation einer DQW-Struktur und die spätere Messanordnung mit dem Ziel einer selektiven Kontaktierung der beiden QW geht auf Eisenstein *et al* [Eisenstein90] zurück.

3.4.1 Probenaufbau

Die Probe HH799 besteht aus zwei QW mit einer 20 nm breiten Barriere aus $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ dazwischen. Der obere QW liegt in einer Tiefe von 507 nm unter der Oberfläche und hat eine Breite von 15 nm. Der untere QW ist 10 nm breit. Der DQW ist beidseitig in einem Abstand von 40 nm mit einer Dotierschicht versehen.

3.4.2 Präparation der Oberseite

Die Probe sollte möglichst genau auf die Größe 5 mm x 6 mm gebrochen werden, weil der Rand der Probe als Orientierung der Masken bei der späteren Präparation der Rückseite dient. Abbildung 10 zeigt den Maskensatz für die Präparation der Vorderseite einer Probe, wie er für die Probe HH799 verwendet wurde. Unter den schwarzen Flächen in den abgebildeten Masken wird der Photolack nicht belichtet.

Die vier äußeren Rechtecke auf jeder Maske dienen zur Ausrichtung der vier Masken untereinander. Durch den symmetrischen Aufbau jeder Maske wird die linke Hälfte der Probe identisch zur rechten Hälfte präpariert. Somit entstehen zwei Mesen mit Kontakten und Gates, die unabhängig voneinander gemessen werden können.

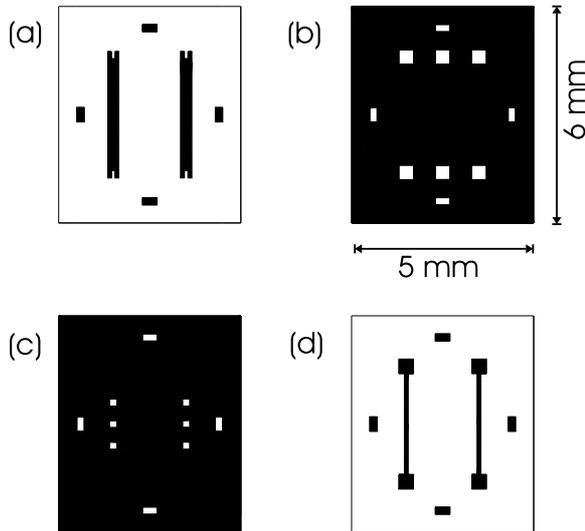


Abb. 10: Für die Präparation der Oberseite verwendeten Masken. Unter den schwarzen Bereichen auf den Masken wird die Probe nicht belichtet. In (a) wird eine erste Mesa definiert, (b) zeigt die Kontaktflächen, (c) die Gates und (d) die Maske für den Ätzschritt zur Verkleinerung der Mesa.

Zuerst werden die zwei stegförmigen Mesen der Maske (a) durch nasschemisches Ätzen definiert. Mit der Maske (b) werden in der beschriebenen Weise die Kontakte zum Elektronensystem an den beiden Enden der Stege gemacht. Zusätzliche Kontaktflächen in Maske (b) werden lediglich für Testzwecke benötigt. In der Maske (c) sind die Fenster zu sehen, die zur Definition der Gates dienen. Als Material wurde wieder Chrom/Gold verwendet. Mit der Maske (d) wird ein Steg auf die Probe belichtet der eine kleinere Breite als die Gates besitzt. Die Gates wirken wiederum, nach dem Prinzip der “self-aligned gates“, als Maske bei der Ätzung der Struktur in Maske (d).

3.4.3 Präparation der Rückseite

Nach der Präparation der Vorderseite wird die Probe mit Wachs mit der Oberseite auf einen Stempel geklebt und die Rückseite mit Schleifpapier mechanisch gedünnt. Die Probe wird bis auf eine Dicke von $150\ \mu\text{m}$ heruntergeschliffen. Anschließend wird das Wachs erwärmt, so dass sich die Probe vom Stempel ablösen lässt und die Probe wiederum mittels Wachs mit der Oberseite auf einen Objektträger geklebt. Der Objektträger sollte mit einem Glasschneider auf eine Größe gebracht worden sein, so dass er später in einen Probenträger passt. Gelangt Wachs auf die Probe lässt es sich durch Baden in Tetra-Hydrofuran (THF) entfernen. Die Probenrückseite wird mit Photolack bedeckt und mit der Maske (a) in Abb. 11 belichtet. Der

Rand der Probe dient hierbei als Orientierung. Nach der Entwicklung werden $50\ \mu\text{m}$ tiefe Löcher in die belichteten Bereiche geätzt. Die Probe wird anschließend gereinigt und in eine Mischung aus Brom und Methanol gelegt. Innerhalb von 8 Minuten werden weitere $50\ \mu\text{m}$ von der Rückseite abgetragen. Anschliessend hat die Probe im Bereich der Löcher eine Dicke $50\ \mu\text{m}$ und im Randbereich von $100\ \mu\text{m}$. Die verwendete Mischung aus Brom und Methanol (siehe Anhang B) hat die Eigenschaft, die Halbleiteroberfläche zu polieren, kann jedoch nicht zur lateralen Strukturierung eingesetzt werden, weil sie Photolack auflöst. Unmittelbar nach der Entnahme der Probe aus dem Brommethanol muss sie mit Methanol abgespült werden, damit das Brom möglichst keine Rückstände hinterlässt. Eine vollkommen glatte Rückseite ist mit dieser Präparationsmethode nicht möglich. Nach einer ganzen Reihe von Testproben, deren Rückseite auf unterschiedliche Weise gedünnt und poliert wurde, ergab das eben beschriebene Verfahren die besten Ergebnisse bezüglich der Anforderungen in der Messung.

Nach einer Reinigung werden mit Hilfe der Maske (b) Gates aus Chrom/Gold in die durch (a) definierten Löcher definiert. Im Lift-Off Prozess muss man ohne das Ultra-Schall-Bad auskommen, weil damit die Probe vom Objektträger gelöst und anschließend zerstört wird.

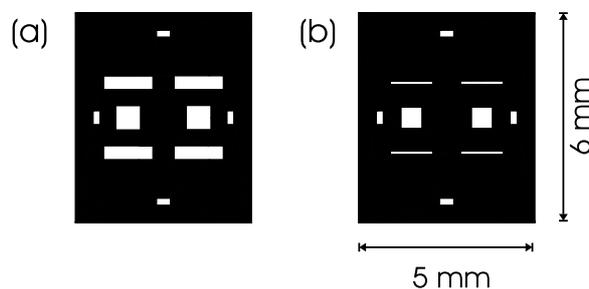


Abb. 11: Maskensatz für die Präparation der Probe auf der Rückseite. Der Photolack auf der Probe wird wieder nur unter den weißen Flächen der Maske belichtet. In (a) sind die Fenster für die spätere Definition der Löcher in der Probe, in (b) die Flächen für die Gates auf der Rückseite gezeigt.

Durch die beschriebenen Schleif- und Ätz- und Polierschritte hat die Probe am Rand eine Dicke von $100\ \mu\text{m}$ und im Bereich der Löcher eine Dicke von $50\ \mu\text{m}$. Es hat sich herausgestellt, dass die Probe in weiteren Prozessschritten zu leicht zerstört werden kann, wenn der Rand der Probe eine geringere Dicke als $100\ \mu\text{m}$ besitzt. Die Dicke von $50\ \mu\text{m}$ im Bereich der geätzten Löcher ist notwendig um das Elektronensystem in der Struktur noch mit der vorhandenen Spannungsquelle (max. $300\ \text{V}$) verarmen zu können.

Dünne Golddrähte werden an einem Ende mit Leitsilber auf den Gates der Rückseite befestigt und auf eine Länge abgeschnitten, so dass sie über den Rand der Probe hinausreichen. Auf einer Herdplatte wird der Objektträger mit der Probe erwärmt, so dass das Wachs flüssig wird. An den Golddrähten lässt sich die Probe nun anheben, umdrehen und mit Wachs auf den Objektträger kleben. Die nun wieder oben

liegende Vorderseite der Probe wird durch kurzes Baden in THF vom Wachs befreit. Die Probe löst sich dabei nicht vom Objektträger. Der Objektträger mit der Probe wird durch Fixogum in einem Probenträger befestigt. Alle Gates und Kontakte der Vorder- und Rückseite werden zuletzt über Golddrähte mit den Anschlüssen des Probenträgers verbunden. Das Bonden der Kontakte ist nicht mehr möglich, da die gedünnte Probe den mechanischen Belastungen nicht standhalten würde.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

4.1 Kapazitätsspektroskopie

Ein Verfahren zur Untersuchung niedrigdimensionaler Elektronensysteme ist die Kapazitätsspektroskopie. Abbildung 12 zeigt schematisch den Aufbau zur Messung.

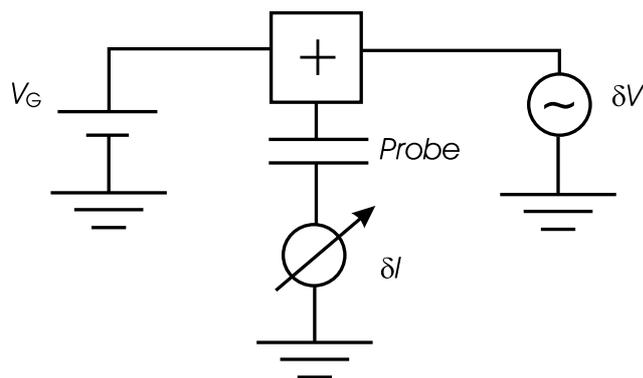


Abb. 12: Schematischer Aufbau für die Kapazitätsspektroskopie

Die Probe ist in diesem Bild mit dem Schaltsymbol eines Plattenkondensators eingezeichnet. An die eine Platte wird eine Gleichspannung V_G zusammen mit einer kleinen Wechselspannung $V(t) = \delta V \exp(i\omega t)$ mit $\omega = 2\pi f$ angelegt, die andere Platte ist mit dem Eingang eines Lock-In Verstärker verbunden, der den Wechselstrom misst, der auf den Kondensator fließt. δV ist die Amplitude und f ist die Frequenz der Wechselspannung, die vom Lock-In erzeugt wird. Die Impedanz $Z(\omega) = 1/i\omega C$ bestimmt den Strom $I(t)$ durch die Probe. Dieser ist um 90° bezüglich der Anregungsspannung phasenverschoben und wird im folgenden als der *Außer-Phase* Anteil des Stromes oder als *kapazitives* Signal bezeichnet. Somit ergibt sich die Beziehung zwischen der Amplitude des Stromes δI und der Kapazität $C = C(V_G)$ der Probe:

$$\text{Im}(\delta I) = \text{Im} \left(\frac{\delta V}{Z(\omega)} \right) = \delta V 2\pi f C \quad (4.1)$$

4.1.1 Kapazitätsspektroskopie an MIS-Strukturen mit InAs-Quantenpunkten

Der Messaufbau für die Kapazitätsspektroskopie an den hier vorgestellten MIS-Strukturen, in denen QP aus einem Rückkontakt geladen werden, ist identisch zu dem für die Untersuchung von 2DEGs in MIS-Strukturen [Henkmann98]. Wie bereits in Abschnitt 2.5.3 beschrieben, ist ein Ladungstransfer zwischen einem Elektronenreservoir (in diesem Fall der Rückkontakt) und einem QP nur dann möglich, wenn ihre chemischen Potentiale gleich sind. In diesem Fall steigt die differentielle Kapazität der Probe an. Aus dem in Abb. 5 auf Seite 20 gezeigten chemischen Potenzial für einen sehr kleinen QP ergibt sich somit ein Kapazitätsspektrum, das theoretisch aus einer Folge von deltaförmigen Maxima besteht, die im Experiment jedoch aufgrund der Größenverteilung im untersuchten Ensemble der QP verbreitert sind [Drexler94].

Das Modell des Hebelarmes erlaubt eine näherungsweise Umrechnung von Gate Spannungsdifferenzen ΔV in Differenzen des chemischen Potentials $\Delta\mu$ im QP. In diesem Modell wird davon ausgegangen, dass das gesamte elektrische Feld unabhängig vom Ladezustand der Quantenpunkte, den Rückkontakt erreicht. Daraus ergibt sich eine Steigung des Leitungsbandkante die oberhalb und unterhalb der QP denselben Wert hat. Über eine einfache geometrische Betrachtung (Strahlensatz) ergibt sich somit die Beziehung

$$\Delta\mu = \frac{e}{\lambda} \Delta V. \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung ist λ der *Hebelarm* der Struktur, der durch $\lambda = (z_1 + z_2)/z_1$ definiert ist, wobei z_1 der Abstand zwischen Rückkontakt und den QP und z_2 der Abstand zwischen den QP und dem Gate ist.

4.1.2 Kapazitätsspektroskopie an Doppel Quantum Well-Strukturen

Abbildung 13 zeigt zwei 2DEGs eines DQW im Abstand z_1 und $z_1 + z_2$ von einem Gate auf der Oberfläche. Beide haben die gleiche Potentialdifferenz zum Gate. Im allgemeinen haben die beiden 2DEGs eine unterschiedliche Ladungsträgerdichte. In der Abbildung wird berücksichtigt, dass das linke 2DEG ein elektrisches Feld nicht vollständig abschirmt und das elektrische Feld E_2 das untere 2DEG erreicht.

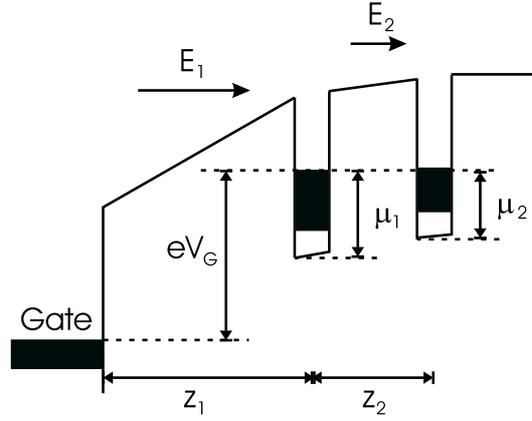


Abb. 13: Vereinfachtes Diagramm des Leitungsbandkantenverlaufes in einer DQW Struktur.

Die Gleichungen, die die Reaktion dieses Systems auf eine Variation der Gatespannung δV beschreiben, lauten:

$$e\delta V = ez_1\delta E_1 + \delta\mu_1 \quad (4.3)$$

$$\delta\mu_1 = \delta\mu_2 + ez_2\delta E_2 \quad (4.4)$$

$$\delta E_1 = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r}(\delta n_1 + \delta n_2) \quad (4.5)$$

$$\delta E_2 = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r}\delta n_2 \quad (4.6)$$

Hierbei sind $\delta E_{1,2}$ die Variationen der elektrischen Felder, $\delta\mu_{1,2}$ die Variationen der chemischen Potentiale und $\delta n_{s1,s2}$ die Variationen der Ladungsträgerdichten in den jeweiligen QW als Folge von δV . Aus den Gleichungen 4.3-4.6 ergibt sich eine gemessene inverse Kapazität pro Fläche von:

$$\frac{\delta V}{e(\delta n_1 + \delta n_2)} = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon_r} \left[z_1 + \frac{d_1(d_2 + z_2)}{d_1 + d_2 + z_2} \right] \quad (4.7)$$

mit $d_{1,2} = (\epsilon_0\epsilon_r/e^2)(\partial\mu_{1,2}/\partial n_{1,2})$. Gleichung 4.7 macht die Abhängigkeit des gemessenen Kapazität von den geometrischen Größen in der Heterostruktur z_1 und z_2 und der thermodynamischen Zustandsdichte deutlich.

Im folgenden Abschnitt wird auf eine anderes Verfahren zur Untersuchung der thermodynamischen Zustandsdichte eingegangen, dass von Eisenstein *et al.* entwickelt und als "Felddurchdringungs-Technik" bezeichnet wurde [Eisenstein92b]. Der wesentliche Unterschied zur den bisher beschriebenen Messverfahren ist, dass die beiden QW voneinander isoliert sind und der Strom gemessen werden kann, der für die Herstellung des Gleichgewichts fließen muss, wenn sich das Potenzial verändert.

4.2 Felddurchdringungstechnik

Wenn es gelingt, die beiden QW eines DQW selektiv anzuschließen, so ist die Messgröße direkt proportional zur thermodynamischen Zustandsdichte und besitzt keinen Offset aufgrund geometrischer Verhältnisse in der Probe. Die Gleichungen 4.3 bis 4.6 lassen sich zu

$$\frac{\delta E_2}{\delta E_1} = \frac{d_1}{d_1 + d_2 + z_2} \quad (4.8)$$

umformen. In dieser Gleichung gibt es keine Abhängigkeit von z_1 . Der Abstand z_2 tritt im Gegensatz zu Gleichung 4.7 nur als Summand im Nenner auf. Weiterhin gibt es eine Proportionalität zwischen $\delta E_2/\delta E_1$ und der inversen thermodynamischen Zustandsdichte, wenn $z_2 \gg d_1 = d_2 = \pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar^2/m^*e^2 \approx 2.5 \text{ nm}$ in GaAs gilt. Da für die in dieser Arbeit verwendete Struktur $z_2 = 32.5 \text{ nm}$ ist, ist diese Ungleichung erfüllt. Im einem starken Magnetfeld kann die thermodynamische Zustandsdichte jedoch sehr klein werden. Weiterhin ist im Magnetfeld darauf zu achten, dass die verringerte Leitfähigkeit des 2DEG im unteren QW bei ganzzahligen Füllfaktoren das Messsignal nicht verfälscht.

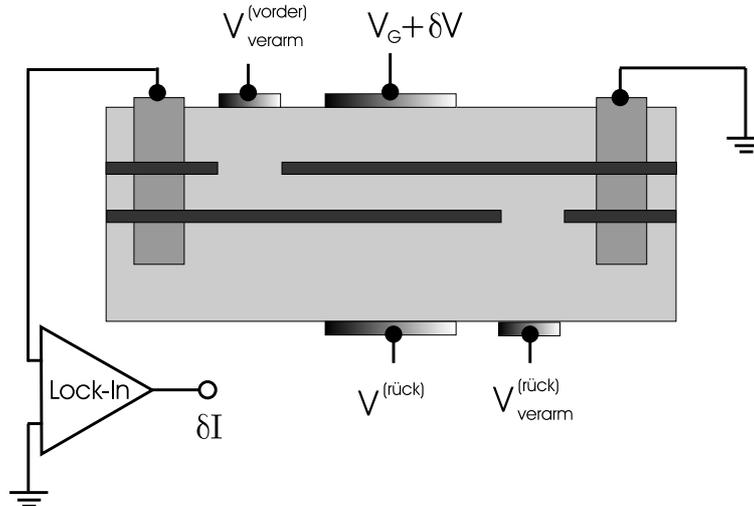


Abb. 14: Aufbau zur Messung in der Felddurchdringungstechnik nach Eisenstein *et al* [Eisenstein94]. Alle angegebenen Spannungen beziehen sich auf die eingezeichnete Masse des rechten Kontaktes.

In Abb. 14 ist der Aufbau inklusive Probe in der Seitenansicht zur Messung der Kompressibilität des 2DEGs im oberen QW gezeigt. Die zwei Kontakte an den beiden Enden der Mesa schließen die beiden QW dort kurz. Auf der Oberseite und auf der Unterseite der Probe befindet sich jeweils ein Gate, an das im Experiment eine Spannung bezüglich des einen Kontaktes (rechts im Bild) angelegt wird. Durch eine

geeignete Spannung am Gate auf der Oberseite der Probe wird der obere QW und über eine (aus geometrischen Gründen viel größere Spannung) an einem Gate auf der Rückseite wird der untere QW verarmt (siehe Abb. 14). Anhand einer Abschätzung über die Beziehung für die Ladung auf einem Plattenkondensator, der Schichtdicken und Ladungsträgerdichten der Probe HH799 sollte die Verarmung des oberen QW bei Spannungen $V_{\text{verarm}}^{(\text{vorder})} < -1.7 \text{ V}$ an einem Gate auf der Vorderseite und bei einer Spannung von $V_{\text{verarm}}^{(\text{rueck})} < -170 \text{ V}$ an einem Gate auf der Rückseite der Probe auftreten. Der Strom für den Fall eines Durchschlages der Hochspannung sollte entweder durch einen Serienwiderstand oder durch eine Einstellung am Hochspannungsnetzteil auf $10 \mu\text{A}$ begrenzt sein. Ansonsten könnten weitere angeschlossene Geräte im Falle eines elektrischen Durchschlages Schaden nehmen. Durch die Verarmung des oberen und unteren QW in der gezeigten Konfiguration wird jeder der beiden QW nur noch über einen Kontakt angeschlossen. In der Mitte der Probe, auf der Ober- und Unterseite, befindet sich jeweils eine Gate, an das im Experiment eine Spannung V_G bzw. $V^{(\text{rueck})}$ angelegt wird, um die Ladungsträgerdichte im oberen bzw. unteren QW zu kontrollieren. Der Kontakt, der den oberen QW anschließt (rechts im Bild), ist geerdet. Der an den Kontakt zum unteren QW angeschlossene Lock-In misst den durch die Anregung δV induzierten Strom, der über einen internen Operationsverstärker auf eine virtuelle Erde abfließt.

Als Test der Funktionsfähigkeit aller Gates und Kontakte empfiehlt sich folgende Vorgehensweise bei der Inbetriebnahme des Messaufbaus: Zuerst sollte getestet werden, ob ein Strom durch die Kontakte und den DQW getrieben werden kann. Über eine Messung der Kapazität in Abhängigkeit von einer Gatespannung bzgl. des kurzgeschlossenen DQW sollte bei allen Gates der Vorderseite ermittelt werden, ob und bei welcher Gatespannung sie den oberen QW verarmen. Wie in Abb. 14 gezeigt, sollte nun durch eine hinreichend negative Spannung der obere QW unterhalb eines Verarmungsgates unterbrochen und der obere QW über den rechten Kontakt geerdet werden. Der gemessene Strom ist nun klein und stark verrauscht, weil der Strom auf die Erde abfließen kann. Nun wird die Spannung an dem Verarmungsgate auf der Rückseite, die bezüglich des Elektronensystems negativ angelegt ist, langsam erhöht, während ständig der Strom δI gemessen wird. In einem Bereich zwischen -150 V und 200 V wird der gemessene Strom plötzlich größer und das starke Rauschen verschwindet. Bei dieser Spannung ist der untere QW durch die Spannung am Gate auf der Rückseite verarmt. Alle nun folgenden Beschreibungen beziehen sich auf die Messung des Stromes δI , wenn der DQW wie in Abb. 14 gezeigt, angeschlossen und die selektive Kontaktierung gewährleistet ist.

Im Ergebnisteil dieser Arbeit wird als Messsignal häufig der Quotient $\delta I / \delta I^*$ angegeben. δI ist der gemessene Wechselstrom und δI^* der Strom, der bei einem durch V_G verarmten oberen QW gemessen wird. Dieses Verhältnis ist identisch zu $\delta E_2 / \delta E^*$, wobei δE^* entsprechend das elektrische Wechselfeld bei Verarmung des

oberen QW ist. Für die Auswertung im Ergebnisteil wird die Beziehung

$$\delta E_2/\delta E_1 = \frac{\delta I/\delta I^*}{1 + \gamma(1 - \delta I/\delta I^*)}, \quad (4.9)$$

verwendet, die sich aus Gleichung 4.7 für $d_1 \rightarrow \infty$ ergibt. Der Wert für $\gamma = (d_2 + z_2)/z_1$ liegt bei etwa 0.07.

Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4.2 K und bei einer Frequenz von 134 Hz durchgeführt. Im Ergebnisteil dieser Arbeit wird auf eine Messung eingegangen, in der ein Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche orientiert war. Dazu wurde ein Probenstab mit drehbarem Probenhalter verwendet, der im Anhang C abgebildet und dessen Funktionen dort erläutert werden. Wegen der in diesem Experiment verwendeten hohen Spannungen, die an die Gates auf der Rückseite der Probe angelegt werden, mussten die lackisolierten Kupferdrähte im Probenstab teilweise durch Kabel ersetzt werden, die sicher gegenüber elektrischen Überschlügen sind.

4.3 Magnetotransport

Das Standardverfahren zur Untersuchung der Transporteigenschaften eines 2DEGs ist die 4-Punkt-Messung an einem Hallbar. Abbildung 15 zeigt schematisch den Aufbau eines Hallbars. An den beiden Enden befinden sich der Stromeingang bzw. der Stromausgang, *Source* und *Drain*. Entlang des Hallbars gibt es auf jeder Seite zwei Kontakte zwischen denen eine Spannung abfällt. Die so genannte *aktive Fläche* des Hallbars hat die Breite B und die Länge L .

Während der Messung fließt ein konstanter Strom durch den Hallbar und die Probe befindet sich in einem senkrecht zur Probenoberfläche angelegten Magnetfeld. Gegenüberliegende Kontakte lassen sich benutzen, um den Querwiderstand ρ_{xy} zu bestimmen. In dieser Arbeit werden nur Messungen an den Kontakten auf einer Seite des Hallbars zur Bestimmung von ρ_{xx} gezeigt.

An die Serienschaltung aus dem Hallbar und einem Vorwiderstand ($1 \text{ M}\Omega$) wird eine kleine Wechselspannung V_{ac} mit geringer Frequenz gelegt, die der Lock-In Verstärkers liefert. Bei allen in dieser Arbeit vorgestellten Magnetotransportmessungen war die Frequenz 31 Hz. Der Vorwiderstand R_{vor} bestimmt den Strom durch den Hallbar. An den Abgriffen des Hallbars wird mit dem Lock-In die Spannung gemessen, über den bekannten Strom in einen Widerstand umgerechnet und kann mit $R_{xx} = \rho_{xx} L/B$ in den spezifischen Widerstand umgerechnet werden.

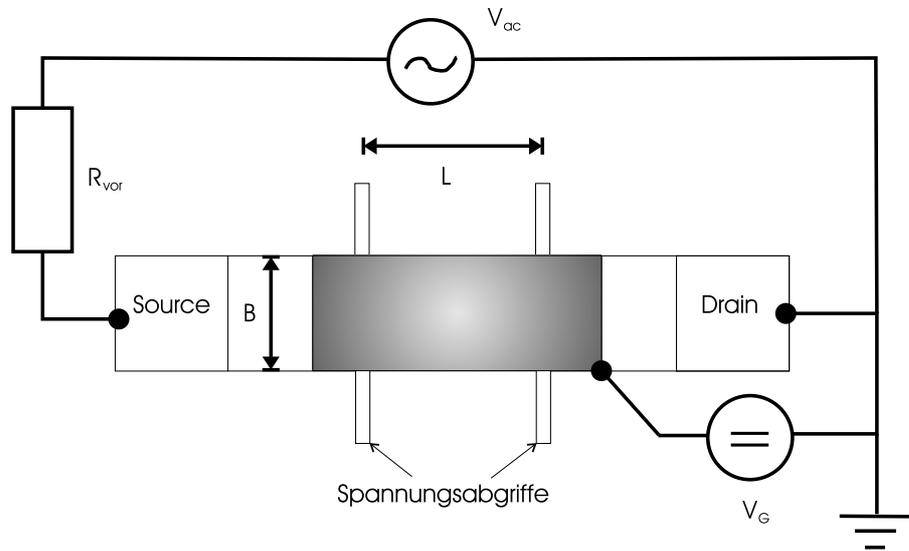


Abb. 15: Schema eines Hallbars mit einem Gate auf der aktiven Fläche und schematischer Messaufbau des Versuches für eine 4-Punkt Magnetotransportmessungen an einem Hallbar.

Wird der Hallbar mit einem Gate auf der aktiven Fläche versehen, wie es schematisch in Abb. 15 gezeigt ist, läßt sich über eine Gleichspannung V_G zwischen Gate und 2DEG die Ladungsträgerdichte des 2DEGs verändern (siehe auch Abschnitt 4.1).

4.3.1 Magnetotransport unter interdigitalen Gates

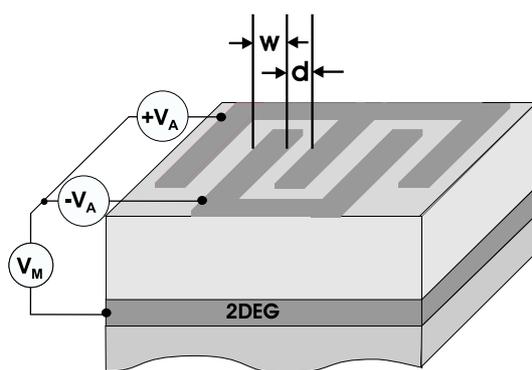


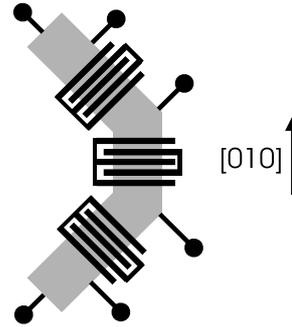
Abb. 16: Anordnung der interdigitalen Gates auf der Probenoberfläche. An den beiden Gates liegen die Spannungen $V_M + V_A$ bzw. $V_M - V_A$ an.

Die Messung des spezifischen Widerstandes eines 2DEGs unter interdigitalen Gates wird mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen 4-Punkt Messung am Hallbar mittels Lock-In Technik durchgeführt. Auf der aktiven Fläche des Hallbars wurden mit REM-Lithographie zwei gabelförmige ineinandergreifende Streifengates

definiert. Die in Abb. 16 gezeigten Gabeln mit zwei bzw. drei Zinken stehen repräsentativ für die Gates mit je 35 bzw. 36 Zinken auf der Oberfläche der Probe HH753 (siehe Abschnitt 3.3).

Weiterhin ist in Abb. 16 die Beschaltung der Gates mit den Spannungen dargestellt, mit der im Experiment die Potentialmodulation in der Ebene des 2DEGs verändert wird. Die Spannung V_M wird bezüglich des 2DEGs angelegt. Die Spannungen $+V_A$ und $-V_A$ werden an die beiden Gabeln angelegt. Ihr Bezugspunkt ist V_M .

Abb. 17: Anordnung der interdigitalen Gates in den drei Bereichen des Hallbars. Der Stromfluß in den jeweiligen Abschnitten ist entlang der Kristallrichtungen $[-110]$, $[010]$ und $[110]$.



Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, wurden drei dieser interdigitalen Gates auf einem Hallbar definiert. Der Hallbar hat, wie schematisch in Abb. 17 gezeigt, einen Bereich, in dem der Strom in $[010]$ -Richtung des Kristalls fließt und zwei Bereiche, in denen der Stromfluß einen Winkel von $\pm 45^\circ$ zu dieser Richtung bildet. Die Spannungsabgriffe befinden sich unmittelbar vor und hinter jedem interdigitalen Gate.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Kapazitätsspektroskopie an InAs-Quantenpunkten

In Abschnitt 4.1 wurde die Kapazitätsspektroskopie an Quantenpunkten erläutert. Wann immer das chemische Potenzial des Rückkontaktes den gleichen Wert wie das chemische Potenzial der QP hat, können Elektronen aus dem Rückkontakt über die Tunnelbarriere in die QP gelangen. Über eine zwischen dem Rückkontakt und der Gate angelegte Gleichspannung V_G wird das elektrostatische Potenzial der Quantenpunkte verändert (siehe auch Abschnitt 2.5.3). Aufgrund der zusätzlich angelegten Wechsellspannung tunneln, im Fall angeglicher chemischer Potenziale Elektronen zwischen dem Rückkontakt und den QP hin- und her. Der Außer-Phase Anteil des gemessenen Stromes, der mit der differentiellen Kapazität über Gleichung 4.1 verknüpft ist, steigt unter dieser Bedingung an.

Im Vergleich zu den in Ref. ([Weichsel00]) gezeigten Kapazitätsspektren an QP zeigen die in dieser Arbeit gezeigten Spektren deutlich mehr und schärfere Lademaxima. Die QP haben offensichtlich eine schärfere Größenverteilung und jeder QP kann eine größere Anzahl an Elektronen aufnehmen. Der Grund dafür liegt darin, dass inzwischen die Wachstumsparameter für die QP von Dr. Christian Heyn weiter optimiert wurden (siehe Abschnitt 3.1.1).

In Abb. 18 sind die Kapazitätsspektren der Probe HH931 bei verschiedenen Magnetfeldern gezeigt. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4.2 K, einer Anregungsamplitude von 5 mV und einer Frequenz der Anregung von 314 Hz gemacht. Die Kurven sind für eine bessere Übersichtlichkeit gegeneinander vertikal verschoben.

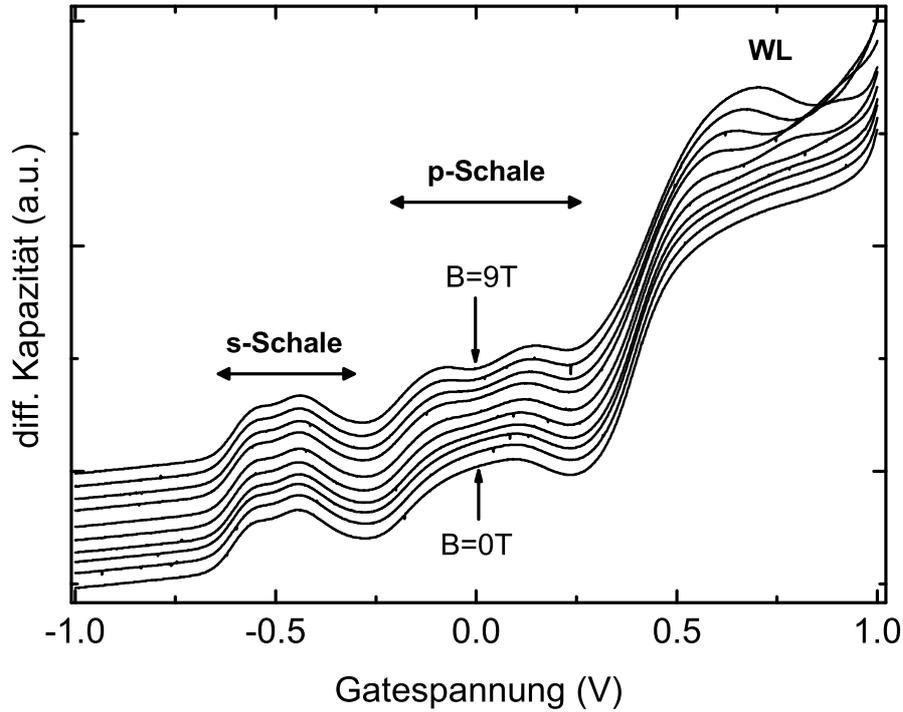


Abb. 18: Kapazitätsspektren der Probe HH931 bei verschiedenen Magnetfeldern. Die einzelnen Spektren sind für eine bessere Übersichtlichkeit vertikal gegeneinander verschoben. Die Bereiche der s-Schale, p-Schale und der Wettinglayer (WL) sind gekennzeichnet.

Bei einem Magnetfeld von $B = 0$ T zeigt die differentielle Kapazität in Abhängigkeit von der Gatespannung das folgende Verhalten: Bei Spannungen unterhalb von -0.7 V wird hauptsächlich die geometrische Kapazität zwischen dem Rückkontakt und dem Gate gemessen. Kapazitäten der Messkabel usw. bilden einen kleinen Beitrag (im Bereich weniger Prozent) zum Signal. Bei $V_G = -0.6$ V wird ein Doppelmaximum in der Kapazität beobachtet. Nach dem in Abschnitt 2.5.2 beschriebenen Modell des zweidimensionalen harmonischen Oszillators kann dieses der s-Schale der QP zugeordnet werden. Die Coulombblockade ist für die Trennung der beiden Elektronen mit unterschiedlichem Spin im Kapazitätsspektrum verantwortlich.

Ein weiteres breites Maximum ist im Gatespannungsbereich zwischen -0.25 V und 0.25 V zu sehen. Einzelnen Lademaxima lassen sich die nicht getrennt auflösen. Im Modell des zweidimensionalen harmonischen Oszillators entspricht dieses Maximum der p-Schale und kann mit vier Elektronen besetzt werden. Ein Grund dafür, dass die einzelnen Elektronen nicht wie in der s-Schale getrennt beobachtet wird, könnte die kleinere Coulombblockadeenergie für Elektronen der p-Schale im Vergleich zur

s-Schale sein, wie es in Abb. 5 nach dem Modell von Warburton *et al.* zu erwarten ist [Warburton98].

Die nachfolgende Stufe im Kapazitätsspektrum lässt sich dem Laden der Wettinglayer zuordnen [Miller98]. Der letzte Anstieg, der ab einer Spannung von etwa 1 V nur ansatzweise gezeigt ist, ergibt sich aus der Bildung eines 2DEGs vor der Blockadebarriere der MIS-Struktur.

Differenzen in der Gatespannung lassen sich über den Hebelarm der Struktur (siehe Abschnitt 4.1.2) in eine entsprechende Änderung des chemischen Potentials umrechnen. Die verwendete Probe HH931 hat einen Hebelarm von 6.7 (siehe Anhang A). Der Abstand der s-Schalen-Maxima ist ungefähr 130 mV. Die Umrechnung ergibt eine Coulombblockade-Energie von etwa 19 meV. Aus dem Abstand zwischen der s-Schale und der p-Schale erhält man einen sehr groben Wert für die Quantisierungsenergie von $\hbar\omega_0 = 48$ meV. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus anderen Arbeiten [Fricke96, Miller98]. Ein ähnlicher Wert (50 meV) für $\hbar\omega_0$ wurde von Stephan Schulz mit einem anderen Verfahren (DTLS) an QP mit den gleichen Wachstumsparametern bestimmt [Schulz].

Mit der Zunahme des Magnetfeldes zeigt sich das erwartete Verhalten der Aufspaltung der p-Schale der Fock-Darwin Niveaus in qualitativer Übereinstimmung mit Abb. 4 auf Seite 17. Die Ausprägung von Landauniveaus im senkrechten Magnetfeld spiegelt sich in der Ausprägung von Minima bei höheren Magnetfeldern in der Stufe der Wettinglayer wider.

5.2 Kapazitätsspektroskopie an einer Doppelschicht von Quantenpunkten

Im Gegensatz zu der Probe HH931 (Abb. 18) wurden von Stephan Schulz in die MIS-Struktur eine Doppelschicht InAs QP mit einer Barriere von 7 nm in HH1267 bzw. 3 nm in HH1286 eingebaut. In der Probe HH1286 ist somit die Barriere sogar noch kleiner als die typische Höhe eines QP. Untersuchungen von Xie *et al.* [Xie95] zeigen, dass sich während des Wachstums die QP der zweiten Lage in Wachstumsrichtung bevorzugt über den QP ersten Lage bilden, wenn die Barriere zwischen den beiden Lagen nicht zu groß ist.

Abbildung 19 zeigt die Kapazitätsspektren der Proben HH1267 und HH1286. Beide Messungen wurden ohne Magnetfeld bei 4.2 K, einer Anregungsamplitude von 5 mV und einer Anregungsfrequenz von 134 Hz durchgeführt. Das obere Spektrum in Abb. 19 der Probe HH1267 mit einer Barriere von 7 nm zeigt bei einer Gatespannung von -0.5 V ein Doppelmaximum. Es sieht der s-Schale in den Kapazitätsspektren an der Probe HH931 in Abb. 18 mit einer einfachen Lage QP sehr ähnlich. Darauf folgt im Spektrum ein Plateau oberhalb von etwa -0.25 V und eine Schulter zwischen 0.25 V und 0.5 V. Der starke Anstieg des Kapazitätssignals oberhalb von 0.5 V ist typisch für das Laden einer WL.

In Ref. [Luyken99] werden Kapazitätsspektren an Proben mit einer Doppelschicht QP gezeigt, in denen die QP durch eine 20 nm dicke GaAs-Barriere getrennt sind. Die Spektren zeigen jedoch das gleiche Verhalten wie die der Probe HH1267. In Ref. [Luyken99] wird das Plateau ab 0.25 V mit der p-Schale der unteren QP-Lage identifiziert und die nachfolgende Schulter mit dem Laden der s-Schale der zweiten QP-Schicht erklärt.

Trotz der Ähnlichkeit des Spektrums der Probe HH1267 und dem Spektrum in Ref [Luyken99] sollte aufgrund der deutlich kleineren Barriere zwischen den QP in HH1267 eine weitere Möglichkeit als Erklärung für den Unterschied in Kapazitätsspektren zwischen einer Einfach- und einer Doppelschicht QP in Betracht gezogen werden. Pi *et al.* untersuchen in ihren Messungen an lithographisch hergestellten Doppel-QP mit unterschiedlichen Barrieren-Dicken die Additionsenergien (das chemische Potenzial) für Elektronen und vergleichen ihre Ergebnisse mit den Berechnungen für die Additionsenergien für zwei stark gekoppelte QP [Pi01], so genannten Quantum Molekülen. Sie finden eine starke Abhängigkeit der Additionsenergien von der Barrierendicke und somit von der Kopplung der beiden QP. Veränderte Additionsenergien in der Betrachtung der Quantenpunkte in HH1267 als Moleküle könnten somit auch für den Unterschied zum Verlauf des Kapazitätsspektrums einer einfachen Schicht QP verantwortlich sein.

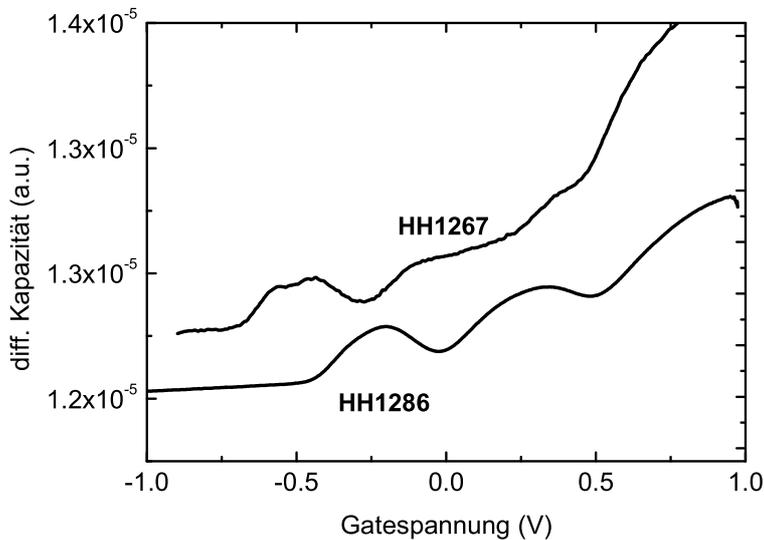


Abb. 19: Vergleich der Kapazitätsspektren der Proben HH1267 und HH1286. Beide Proben enthalten eine Doppelschicht von InAs-QP mit einer Barriere aus GaAs von 7 nm in Probe HH1267 (obere Kurve) und 3 nm in Probe HH1286 (untere Kurve).

Die Probe, deren Kapazitätsspektrum als untere Kurve in Abb. 19 gezeigt ist, hat eine GaAs-Barriere von 3 nm zwischen den QP Schichten. Das Spektrum zeigt zwei Maxima bei etwa -0.25 V und 0.25 V und einen Anstieg bei 0.5 V, der vermutlich wieder dem Laden der WL zuzuordnen ist. Das Spektrum der QP setzt bei einer höheren Spannung als das der Probe mit der größeren Barriere ein. Die Struk-

turen unterhalb von $V_G=0.5$ V ist sicherlich auf das Laden der QP zurückzuführen. Aufgrund der Tatsache, dass sich einzelne Lademaxima in diesem Spektrum nicht identifizieren lassen, ist eine Zuordnung schwierig.

5.3 MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt

In modifizierten MIS-Strukturen ist der Rückkontakt durch das 2DEG in einem invertierten HEMT ersetzt, wie es in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. Bevor die Untersuchungen des Transportes an diesem 2DEG gezeigt werden, sollen zunächst einige Unterschiede zwischen der Probe HH931 mit 3D-Rückkontakt und der Probe HH939 mit 2D-Rückkontakt anhand von Kapazitätsspektren in Abhängigkeit verschiedener Parameter der Messung (Frequenz, Beleuchtung, Magnetfeld) diskutiert werden. Die Untersuchungen an diesen Proben wurden gemeinsam mit Dr. Alexey Zhukov durchgeführt.

5.3.1 Kapazitätsspektroskopie an MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt

In Abb. 20 ist das Kapazitätsspektrum der Probe HH939 gezeigt, die einen 2D-Rückkontakt besitzt. Der Probenaufbau und die Präparation für diese Probe wurde im Abschnitt 3.2 beschrieben. Die gezeigten Messungen wurden bei $B=0$ T und in einem Magnetfeld der Stärke 9 T durchgeführt. Die Probe hatte eine Temperatur von 4.2 K und Messfrequenz und Anregungsamplitude betragen 134 Hz bzw. 5 mV. Der auffälligste Unterschied im Vergleich zu Spektren mit 3D-Rückkontakt ist das Absinken des Kapazitätssignals auf einen viel kleineren Wert unterhalb einer bestimmten Gatespannung (in Abb. 20 bei etwa -0.6 V), dessen Position bei dieser Art von Proben sehr stark vom Abkühlungsvorgang (z.B. der Abkühlungsgeschwindigkeit) abhängt. Unterhalb dieser Spannung ist der 2D-Rückkontakt verarmt. Der im Vergleich zu der 0 T-Kurve zu höheren Gatespannungen verschobene Ladeeinsatz des 2D-Rückkontaktes bei 9 T lässt sich als eine Erhöhung der Grundzustandsenergie des 2DEGs im Magnetfeld, der so genannten diamagnetischen Verschiebung, erklären.

Das aus Abb. 18 bekannte Spektrum der QP ist auch bei dieser Probe oberhalb einer Gatespannung von etwa -0.25 V zu beobachten. Im Einsatz dieses Diagramms werden die beiden Spektren im Bereich der QP in vergrößert dargestellt. Das Doppelmaximum bei -0.1 V ist wiederum der s-Schale und das breite Maximum bei 0.3 V der p-Schale zuzuordnen. Der Anstieg des Signals bei 0.5 V wird wieder durch das Laden der WL hervorgerufen. Das Kapazitätsspektrum zeigt bei einem Magnetfeld von 9 T wieder die Aufspaltung der p-Schale. Zusätzlich ist bei diesem Magnetfeld ein Absinken der Kapazität zwischen der s- und der p-Schale zu erkennen. Das lässt

sich dadurch erklären, dass sich die Fermi-Energie des 2D-Rückkontaktes bei dieser Ladungsträgerdichte und in diesem Magnetfeld bei einem ganzzahligen Füllfaktor befindet. Die kleinere Zustandsdichte des 2DEG spiegelt sich in der Ausbildung eines Minimums in der Kapazität wieder.

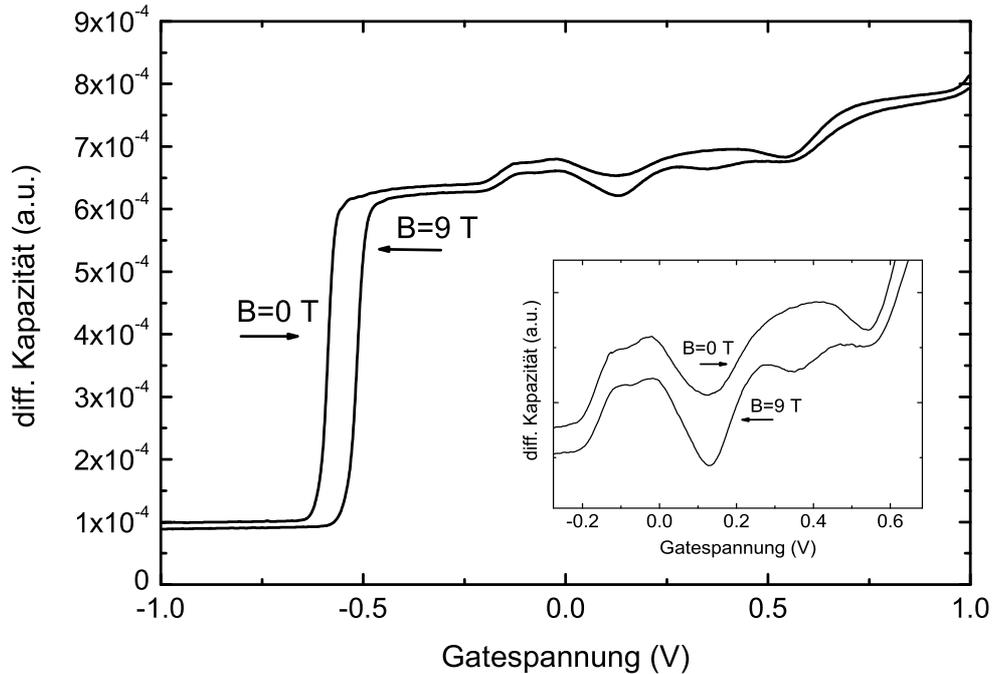


Abb. 20: Kapazitätsspektrum der Probe HH939 bei den Magnetfeldern 0 T und 9 T. Im Inset ist das Spektrum im Bereich der QP vergrößert dargestellt.

Ein deutlicher Unterschied im Kapazitätsspektrum zeigt sich zwischen der Probe HH931 mit einem 3D-Rückkontakt und HH939 mit einem 2D-Rückkontakt in Abhängigkeit von der Frequenz der Anregungsamplitude. Während das Laden der QP in der Probe HH931 in Abb. 21 (a) bei Veränderung der Frequenz unbeeinflusst bleibt, wird bei einer Frequenz von etwa 5 kHz in Probe HH939 schon das Laden der s-Schale teilweise unterdrückt (siehe Abb. 21 (b)). Bei einer Frequenz von 10 kHz ist im Kapazitätsspektrum die s-Schale fast vollständig verschwunden. Es wurden hier nicht gezeigte Messungen an der Probe mit 3D-Rückkontakt bis zu einer Frequenz von 1 MHz vorgenommen und keine Unterdrückung des Ladens der QP gefunden.

Es muss erwähnt werden, dass sowohl die beiden Spektren in Abb. 21 (a) als auch die drei Spektren in Abb. 21 (b) jeweils so verschoben und skaliert wurden, dass die Kapazität vor der Schale und im Maximum der p-Schale gleich waren. Bei hohen Messfrequenzen kommt es zu einer Veränderung der Phase zwischen resistiven und kapazitiven Anteil des Signals. Es können somit nur Aussagen über

eine relative Änderung der Höhe der s-Schale im Vergleich zur Höhe der p-Schale gemacht werden.

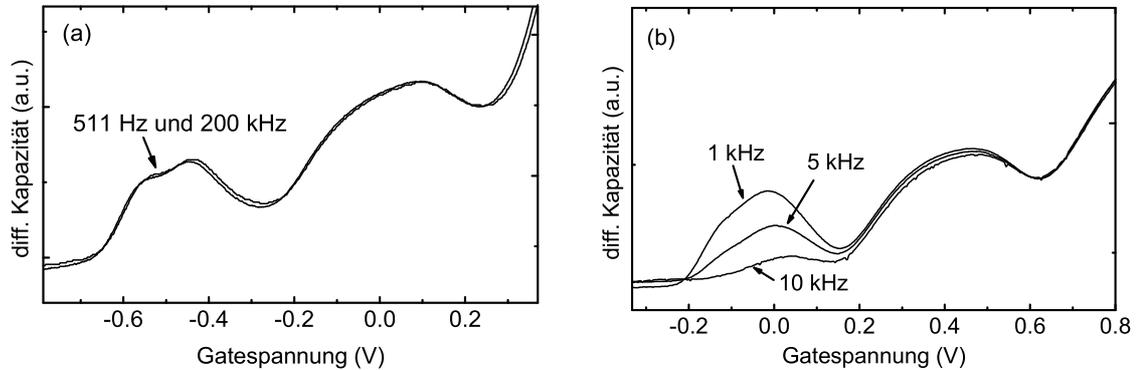


Abb. 21: Vergleich der Probe mit HH931 mit 3D-Rückkontakt (a) und HH939 mit 2D-Rückkontakt (b) bezüglich der Frequenzabhängigkeit der Anregungsamplitude.

Eine mögliche Erklärung für das unterschiedliche Frequenzabhängigkeit der beiden Proben könnte der unterschiedliche Abstand des Rückkontaktes von den QP sein. In der Probe HH931 ist der hochdotierte 3D-Rückkontakt durch eine 20 nm dicke Tunnelbarriere von den QP getrennt. Die Barriere ist möglicherweise noch etwas dünner, wenn man berücksichtigt, dass während des Wachstums Dotieratome nach Abschluss des Rückkontaktes in die Tunnelbarriere diffundiert sind.

Bei der Probe HH939 ist die invertierte Grenzfläche des HEMT 40 nm von den QP entfernt. Mit einem Programm zur selbstkonsistenten Berechnung des Leitungsbandkantenverlaufes, der Ladungsträgerdichte und der Wellenfunktion (Greg Snider Poisson-Solver) im 2D-Rückkontakt wurde diese Struktur simuliert. Bei einer Gatespannung von 0 V wurde die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen im 2D-Rückkontakt bei einem Abstand von 6 nm von der AlGaAs/GaAs-Grenzfläche des invertierten HEMT ermittelt. Der Abstand zu den QP demnach deutlich größer als in HH931 und dieses führt in den Messungen bei hohen Frequenzen dazu, dass die Quantenpunkte innerhalb einer Halbwelle der Anregungsamplitude nicht mehr umgeladen werden können und die differentielle Kapazität zusammenbricht.

5.3.2 Photokapazitätsspektroskopie

In der unteren Hälfte der Abb. 22 ist der In-Phase Anteil des Stromes der Probe HH931 mit 3D-Rückkontakt bei unterschiedlich starker Beleuchtung gezeigt. Die einzelnen Kurven wurden unter ständiger Beleuchtung bei verschiedenen Intensitäten mit einer LED (EPIGAP ELD-950-545-2), deren emittierte Wellenlänge mit 950 nm angegeben ist, aufgenommen. Die Umrechnung der Wellenlänge von 950 nm ergibt eine Energie von 1.31 eV, die unterhalb der Bandlückenenergie von GaAs (1.42 eV) liegt. Als Maß für die Beleuchtungsintensität sei im folgenden der Strom, der durch

die LED fließt, angegeben. Die Stromstärken sind für die einzelnen Kurven in Abb. 22 angegeben. Die unterste Kurve wurde bei einer für die LED maximal zulässigen Stromstärke von 200 mA aufgenommen. In der oberen Hälfte von Abb. 22 ist nur das Spektrum des Außer-Phase Stromes ohne Beleuchtung aufgeführt, weil sich die entsprechenden Spektren unter Beleuchtung nicht von der gezeigten Kurve unterscheiden.

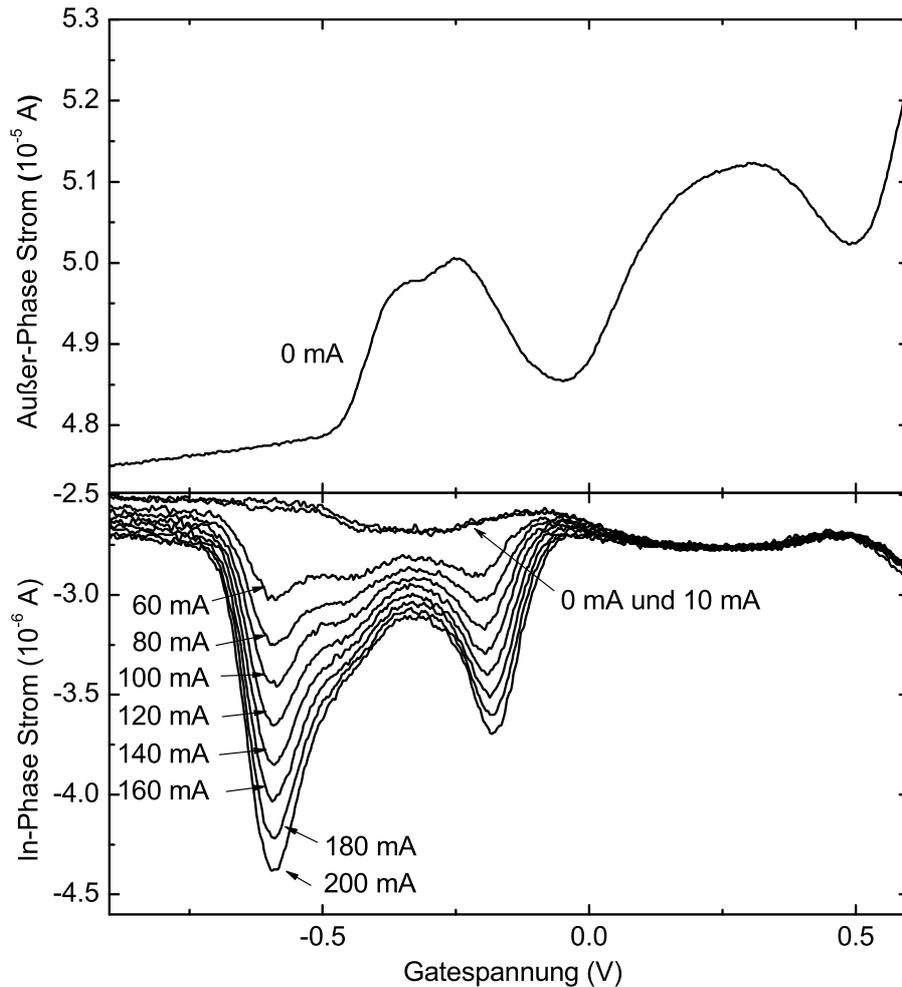


Abb. 22: Außer-Phase-Anteil (oberes Diagramm) und In-Phase Anteil (unteres Diagramm) des Stromes bei unterschiedlich starker Beleuchtung. Die verschiedenen Kurven des In-Phase Stromes sind entsprechend n mit der Stromstärken durch die verwendete LED gekennzeichnet.

Aufgrund einer nicht perfekt abgestimmten Phase zwischen dem kapazitiven und dem resistiven Signal spiegeln sich die Strukturen der s-Schale, der p-Schale und der Wettinglayer im In-Phase-Anteil des Stromes wieder. Bis zu einem Strom von

10 mA durch die LED liegen die Kurven des resistiven Stromanteils übereinander. Unter stärkerer Beleuchtung bilden sich bei negativen Gatespannungen zwei Minima kurz vor und kurz nach der s-Schale aus. Die Tiefe der Minima nimmt mit der Beleuchtungsintensität zu.

Durch das Licht der LED werden Elektron-Loch-Paare in den QP erzeugt. Bei hinreichend starker Beleuchtung tunneln die Elektronen zum Rückkontakt, die Löcher zum Gate [Fry00]. Zur Zeit gibt es keine Erklärung für den hier gezeigten Verlauf des In-Phase-Signals in Abhängigkeit von der Gatespannung.

Als Vergleich zeigt die Abb. 23 die Verläufe des In-Phase und Außer-Phase Anteils des Stromes in Abhängigkeit von der Beleuchtungsintensität an der modifizierten MIS-Struktur HH939 mit 2D-Rückkontakt. In der oberen Hälfte des Diagramms ist der Außer-Phase-Anteil, in der unteren Hälfte der In-Phase-Anteil des Stromes gezeigt. Die Kurven des Außer-Phase-Stromes zeigen nach einer Beleuchtung deutlich andere Kapazitäten und Positionen der s-, p-Schale und Wettinglayer. Außerdem scheint das Lademaximum der s-Schale breiter geworden zu sein, so dass die Aufspaltung erst nach der Beleuchtung zu erkennen ist. Diese Veränderung der Spektren unter Beleuchtung wurde an diesen Strukturen von Dr. Alexey Zhukov beobachtet und mit einer Umverteilung der ionisierten Dotieratome und einer damit einher gehenden kleineren Verbreiterung der Lademaxima erklärt [Zhukov03]. Die Umverteilung könnte weiterhin dafür verantwortlich sein, dass die Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen in einem QP, die die Coulombblockade verursacht, nicht mehr so stark abgeschirmt und damit deutlicher im Kapazitätsspektrum sichtbar wird (siehe z.B. [Hallam96]).

Im Gegensatz zu Probe HH931 mit einem 3D-Rückkontakt zeigt die Probe HH939 während der Beleuchtung eine Veränderung des kapazitiven Signals. Noch vor der s-Schale bei $V_G = -0.5$ V entsteht mit zunehmender Beleuchtungsintensität ein Maximum. Dieses Verhalten wurde in ähnlichen Proben, jedoch mit einem 3D-Rückkontakt, von Schmidt *et al.* beobachtet [Schmidt98]. Es kann also nicht auf die Art des Rückkontaktes zurückgeführt werden. Schmidt *et al.* erklären das beobachtete Maximum mit einer Ansammlung von Löchern vor der Blockadebarriere. Die beide Proben haben nicht nur einen unterschiedlich aufgebauten Rückkontakt, sondern unterscheiden sich, wie im Anhang aufgeführt, aufgrund von etwas anderen Verhältnissen der Tunnelbarriendicke zur Gesamtdicke der Struktur. Möglicherweise ist das der Grund dafür, dass sich nur in der Probe HH939 vor der Blockadebarriere ansammeln können. Das bereits in Abb. 22 gezeigte Doppelminimum im In-Phase-Signal tritt auch hier wieder bei negativen Gatespannungen auf.

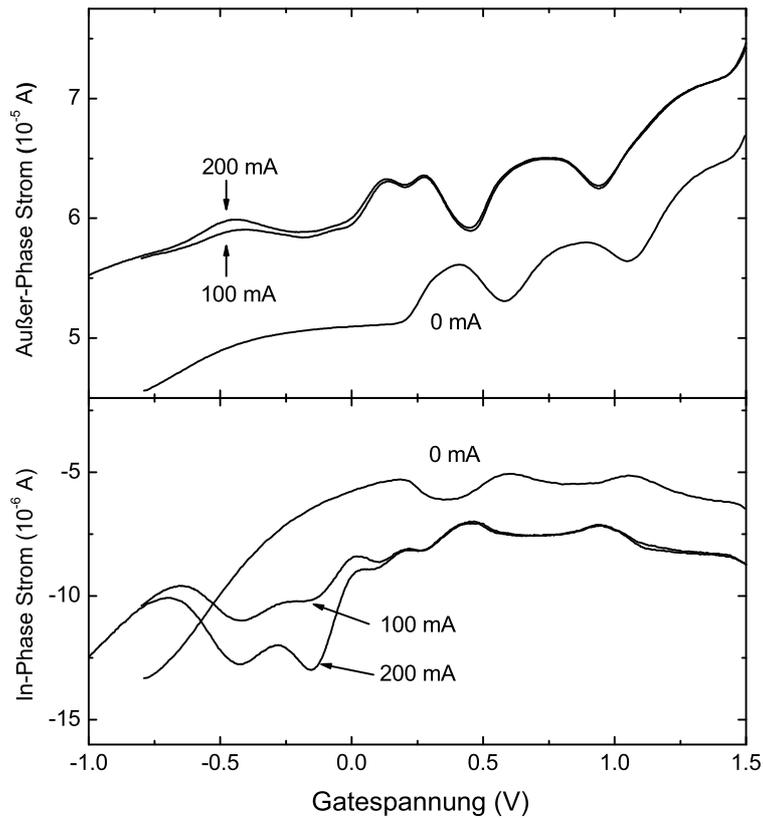


Abb. 23: Außer-Phase (oben) und In-Phase Strom (unten) der Probe HH939 unter Beleuchtung mit einer LED. Die Ströme durch die LED sind jeweils angegeben.

5.3.3 Magnetotransport an MIS-Dioden mit Quantenpunkten und 2D-Rückkontakt

Abbildung 24 zeigt Magnetotransportmessungen am 2D-Rückkontakt der Probe HH939 bei einer Proben­temperatur von 100 mK in Hallbar/4-Punkt-Geometrie bei verschiedenen Gatespannungen. Die Messungen wurden in einem Magnetfeld zwischen -6 T und +6 T durchgeführt. Der Übersichtlichkeit halber ist hier nur ein Ausschnitt der Messung gezeigt. In dem hier gezeigten Maßstab sind die Kurven symmetrisch um $B=0$ T. Die Spannung an den Abgriffen des Hallbars wurde in einen spezifischen Widerstand über das Längen- zu Breitenverhältnis ($L/B=6$) und mit dem Strom durch den Hall-Bar (10 nA) umgerechnet.

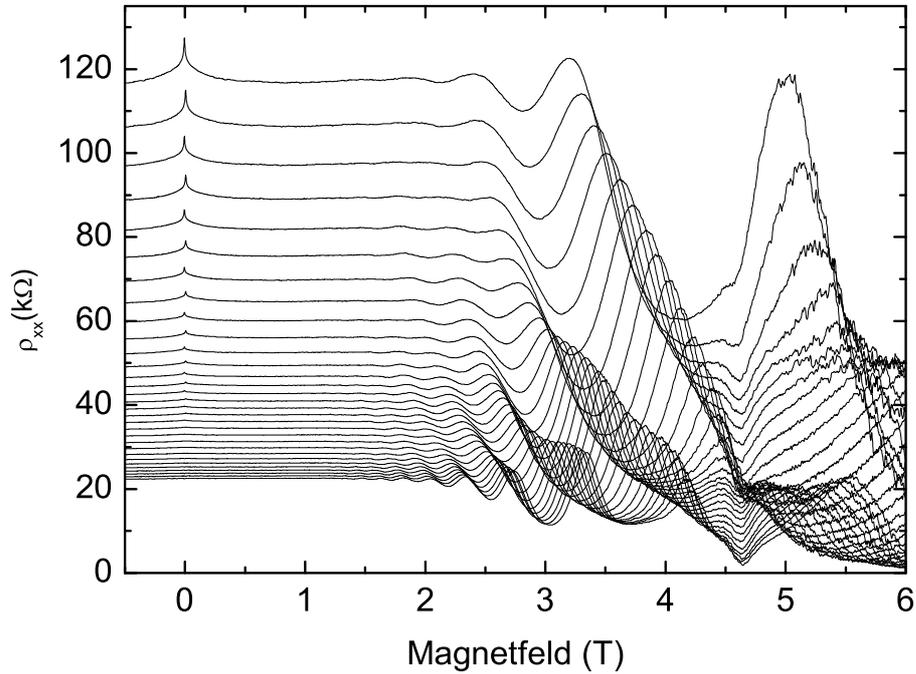


Abb. 24: Magnetotransportmessungen an der Probe HH939 bei verschiedenen Gatespannungen und bei einer Probentemperatur von etwa 100 mK. Die höchste Kurve wurde bei einer Gatespannung von 0 mV gemessen. In den weiteren Kurven wurde die Gatespannung in 30 mV-Schritten bis zur untersten Kurve mit $V_G = 900$ mV erhöht.

Bei dieser tiefen Temperatur ist der in Abschnitt 2.3.6 erwähnte Effekt der schwachen Lokalisierung sehr deutlich als ein scharfes Maximum um $B = 0$ T, insbesondere bei kleinen Gatespannungen, ausgeprägt. Bei höheren Gatespannungen verschwindet dieses Maximum. Bei kleinen Gatespannungen tauchen die Shubnikov-de Haas Oszillation ab etwa 2 T, bei höheren schon bei 1 T auf. Das Minimum, welches in allen Magnetotransportkurven bei etwa 4.6 T sichtbar ist, kann möglicherweise auf Probleme eines Spannungsabgriffs bei hohen Magnetfeldern zurückgeführt werden. Die Tatsache, dass die Kurven für $B > 4.6$ T verrauscht sind, bekräftigt diese Vermutung.

In Abb. 25 sind die auf den Widerstand bei 1 T normierten Messungen aus Abb. 24 im Grauskalenbild dargestellt. Hellere Bereiche entsprechen höheren Widerständen. Die Positionen der Maxima der SdH-Oszillation verlaufen linear mit der Elektrodenspannung zu höheren Magnetfeldern.

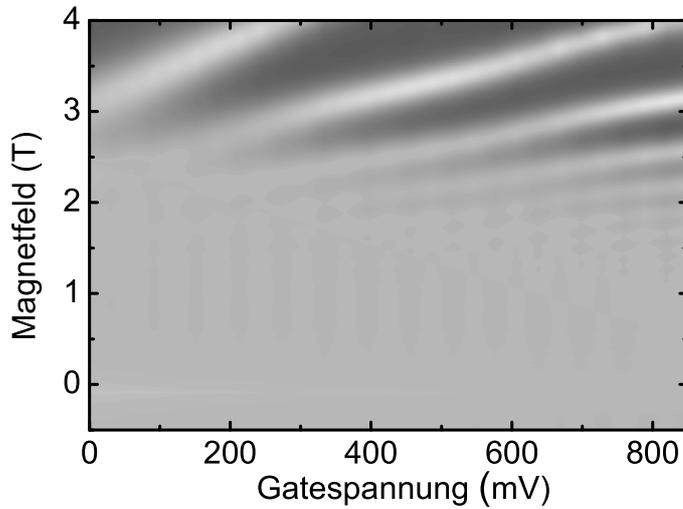


Abb. 25: Grauskalenabbildung der normierten Magnetotransportkurven in Abb. 24.

Die Auswertung der Ladungsträgerdichten und der Beweglichkeit aus den Magnetotransport-Kurven ist in Abb. 26 in Abhängigkeit von der Gatespannung gezeigt. Die Geraden sind ein linearer Fit an die jeweilige Kurve. Die Ladungsträgerdichte wurde aus der Periode der inversen Auftragung der SdH-Oszillationen bestimmt. Für den Widerstand zur Berechnung der Beweglichkeit wurde der spezifische Widerstand ρ_{xx} bei $B = 1$ T gewählt. Von diesem Wert wird angenommen, dass er ungefähr dem Widerstand bei $B=0$ T entspricht, wenn man die Korrektur der Drudeleitfähigkeit aufgrund der schwachen Lokalisation abzieht. Innerhalb der Streuung der Messpunkte zeigen sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die Beweglichkeit eine lineare Abhängigkeit von der Gatespannung.

Von Zhukov *et al.* wurden eine Erhöhung der Beweglichkeit 2D-Rückkontaktes an einer ähnlich aufgebauten Probe beobachtet, wenn die s- und p-Schale der QP mit Elektronen besetzt wurde [Zhukov03]. Dieses Verhalten wird durch eine zusätzliche Abschirmung bei einer selektive Besetzung der Quantenpunkte mit Elektronen erklärt und trat nur in Proben auf, in denen eine hinreichend hohe Konzentration an Coulomb-Streuzentren in der Umgebung des 2DEGs und der QP vorlag. Wenn die Probe beleuchtet wurde, stieg die Beweglichkeit des 2D-Rückkontaktes insgesamt auf etwa $1 \text{ m}^2/\text{Vs}$ bei $n_s = 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ an und eine Zunahme der Beweglichkeit bei einer Besetzung der QP wurde nicht mehr beobachtet. Die hier gezeigte Probe hat bei dieser Dichte eine mehr als doppelt so große Beweglichkeit als die in Ref [Zhukov03] untersuchte Probe nach Beleuchtung. Eine Erhöhung der Beweglichkeit bei Besetzung der QP ist also nicht zu erwarten und wird auch nicht beobachtet.

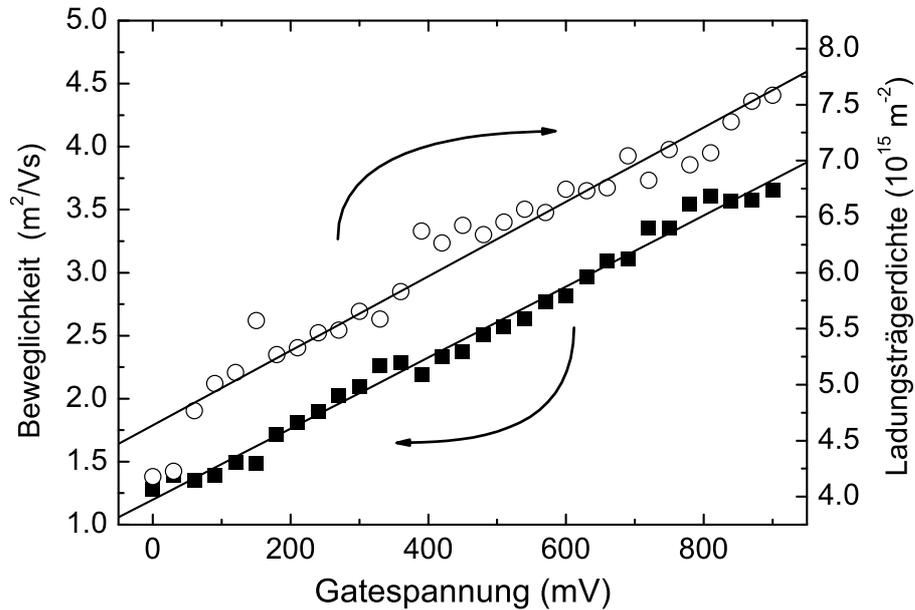


Abb. 26: Aus den Kurven in Abb. 24 bestimmte Ladungsträgerdichte (offene Kreise) und Beweglichkeit (geschlossenen Quadrate) in Abhängigkeit von der Gatespannung. Die Linien sind lineare Fits an die Messdaten.

Bei Hirakawa *et al.* wird der Exponent γ in der Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerdichte $\mu = n_s^\gamma$ untersucht [Hirakawa86]. In Abhängigkeit von der Spacerdicke in ihrer HEMT-Struktur beobachten sie einen Faktor von $\gamma = 1.1$, wenn der Spacer fehlt und bei steigender Spacerdicke einen Anstieg der Werte für γ bis zu 1.7. In Ref. ([Hirakawa86]) wird dieses Verhalten mit einer Veränderung des Streupotenzials der ionisierten Dotieratome in unterschiedlicher Entfernung erklärt. Je weiter die ionisierten Dotieratome vom 2DEG entfernt sind, desto stärker werden die höheren Fourier-Komponenten ihrer Coulomb-Streupotenziale abgeschwächt und führen darüber zu einer veränderten Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerdichte.

Die hier gezeigte Probe zeigt ein γ von ungefähr eins. Möglicherweise sind während des Wachstums Dotieratome in den Spacer und vielleicht auch in den Kanal segregiert, so dass die effektive Dicke des Spacers in dieser Probe kleiner als 15 nm ist.

Die schwache Lokalisierung ist eine Korrektur der Leitfähigkeit bei $B=0$ T und wird durch ein hinreichend starkes Magnetfeld zerstört (siehe Abschnitt 2.3.6). In der hier verwendeten MIS-Struktur befindet sich das 2DEG an einer invertierten Grenzfläche. Mit Zunahme der Elektrodenspannung verlagert sich der Schwerpunkt des 2DEGs von dieser Grenzfläche weg. Außerdem nimmt die Ladungsträgerdichte zu und die Störpotenziale werden besser abgeschirmt. Beide Effekte führen zu einer Erhöhung der Beweglichkeit und der Effekt der schwachen Lokalisierung nimmt ab,

denn die elastische Streuprozesse treten seltener auf. Mit zunehmender Elektroden-
spannung verlagert sich das 2DEG aber gleichzeitig weiter in Richtung der QP. In
den Messungen wird allerdings kein erneutes Auftreten der schwachen Lokalisierung
beobachtet, es gibt also keine erneute Zunahme der elastischen Streuungen.

Abbildung 27 zeigt den Bereich kleiner Magnetfeldstärken aus Abb. 24 bei Gate-
spannungen $V_G \geq 660$ mV. In dieser starken Vergrößerung ist eine leichte Asym-
metrie der Kurven erkennbar. Bei einem Magnetfeld von etwa 1.2 T setzen die
SdH-Oszillationen ein. Oberhalb einer Gatespannung von 660 mV verschwindet die
schwache Lokalisierung vollständig. Statt dessen ist ein sehr scharfes Minimum im
Widerstand um $B=0$ T zu erkennen und wurde in der Abbildung durch einen Pfeil
hervorgehoben. Die Tiefe des Minimums nimmt mit der Gatespannung und somit
mit der Beweglichkeit zu. Es handelt sich hierbei möglicherweise um den in Ab-
schnitt 2.3.6 beschriebenen Effekt der schwachen Antilokalisierung. Im Vergleich zu
anderen Arbeiten, in denen die Antilokalisierung durch ein Magnetfeld der Stärke
0.1 mT in AlGaAs/GaAs Heterostrukturen [Dresselhaus92, Miller03] und bei et-
wa 1 mT in InGaAs/InP Heterostrukturen [Studenikin03] aufgehoben wurde, ist
die Aufhebung in Probe HH939 bei einem Magnetfeld von etwa 6 mT ungewöhn-
lich hoch. Die Abhängigkeit der Tiefe des Maximums von der Gatespannung ist
in Übereinstimmung mit der Erwartung für den D'yakonov-Perel' Mechanismus der
Antilokalisierung. Die Effizienz dieses Prozesses steigt mit einer Zunahme der Trans-
portstreuzeit [Fabian99].

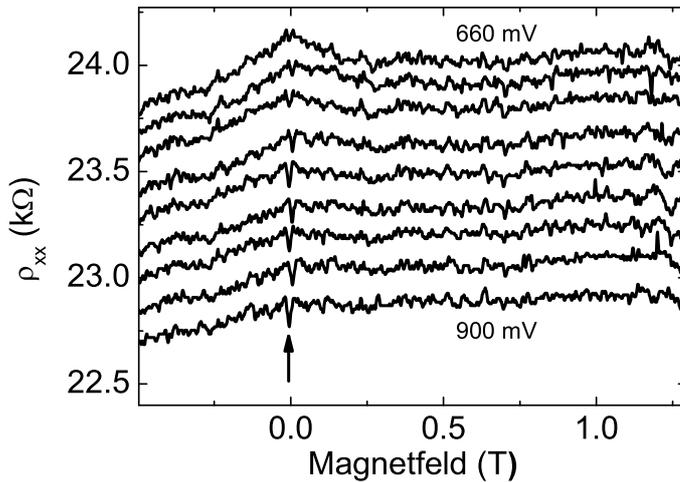


Abb. 27: Vergrößerter Be-
reich der aus Abb. 24 bei ho-
hen Ladungsträgerdichten im
Bereich um $B = 0$ T. Die
oberste Kurve entspricht einer
Gatespannung von 660 mV,
die unterste entspricht einer
Spannung von 900 mV. Der
Effekt der Widerstandskor-
rektur ist durch einen Pfeil ge-
kennzeichnet.

5.4 Messung der thermodynamischen Zustandsdichte eines 2DEG

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen der Kompressibilität (siehe Abschnitt 4.2) an der Probe HH799 vorgestellt. Als Vergleich werden Untersuchungen an einer Probe gezeigt, in der das 2DEG durch eine Wachstumsunterbrechung im oberen QW stärker gestört sein sollte. Weiterhin wird kurz auf eine Struktur in den Messungen des In-Phase-Signals eingegangen, die auf einen resonanten Tunnelstrom zwischen den beiden QWs hindeutet.

Wie in dem Kapitel 3.4 beschrieben, wurde diese Probe mit Gates auf der Vorder- und Rückseite versehen. Jeweils ein Gate verarmt den darunter bzw. darüber liegenden QW. Dadurch sind die beiden QW separat kontaktierbar. Durch die Gleichspannungen $V^{(rueck)}$ und V_G an zwei weiteren Gates, die sich jeweils auf der Rück- bzw. Vorderseite befinden, kann die Ladungsträgerdichte im unteren bzw. im oberen QW verändert werden. Wie in Abschnitt 4.1.2 erläutert, wird der durch die Anregungsspannung δV hervorgerufene Wechselstrom gemessen, der auf den unteren QW fließt. Das Messsignal ist ein Maß für die Fähigkeit des oberen QW ein elektrisches Feld abzuschirmen.

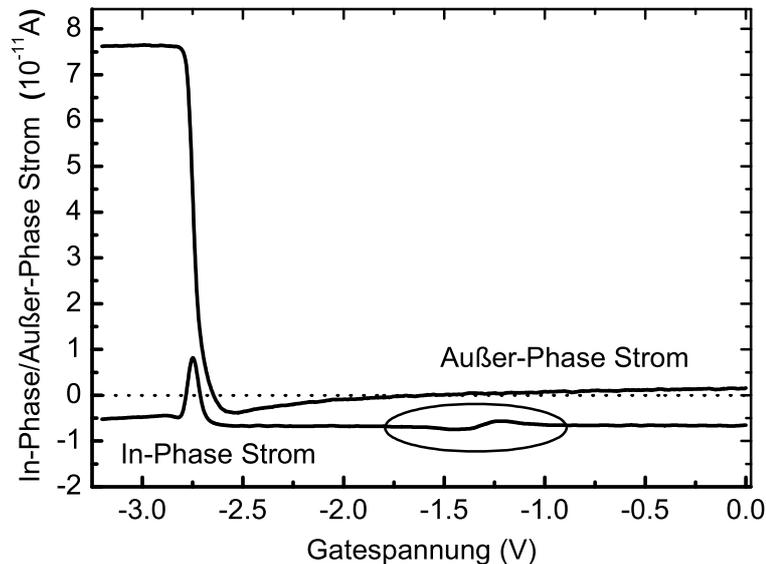


Abb. 28: Kapazitiver und resistiver Anteil des Stromes in Abhängigkeit von der Spannung am Gate, welches die Ladungsträgerdichte im oberen QW bestimmt (siehe Abb. 14). Für eine bessere Darstellung wurde die Kurve des resistiven Anteils nach unten verschoben. Die gepunktete Linie repräsentiert einen Strom von 0 A. Die Markierung deutet auf eine Auffälligkeit im resistiven Anteil hin, die in einem späteren Abschnitt besprochen wird.

Abbildung 28 zeigt den typischen Verlauf des In-Phase- (untere Kurve) und des Außer-Phase-Stromes (obere Kurve) in Abhängigkeit von der Spannung V_G an dem Gate auf der Oberfläche, das die Ladungsträgerdichte im oberen QW verändert. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4.2 K und bei einer Frequenz der Anregungsamplitude von 134 Hz vorgenommen. In dieser Messung wurden die Verarmungsspannungen auf Werte von -3 V bzw. -190 V für die Verarmung des oberen bzw. unteren QW gesetzt. Der In-Phase-Strom wurde für eine bessere Übersicht in dem Diagramm etwas nach unten geschoben. Die waagrecht verlaufenden Abschnitte dieser Kurve liegen in der Messung praktisch bei Null. Die gepunktete Linie repräsentiert einen Strom von 0 A.

Im Außer-Phase Anteil des Stromes sind zwei Bereiche zu unterscheiden. Unterhalb einer Gatespannung von etwa -2.7 V ist der obere QW verarmt und das elektrische Feld greift unabgeschirmt bis zum unteren QW durch. Das Signal ist in diesem Fall maximal. Oberhalb einer Gatespannung von -2.7 V fällt das Signal auf einen Wert unterhalb der Nulllinie. Mit einer leichten Krümmung steigt das Signal bei zunehmender Gatespannung leicht an und es werden oberhalb von etwa -1.0 V wieder positive Werte des Außer-Phase-Stromes gemessen. In dem Gatespannungsbereich oberhalb von -2.7 V ist der obere QW geladen und ein Großteil des elektrischen Feldes wird abgeschirmt. Auf die Auswertung und Interpretation des Verlaufes in diesem Gatespannungsbereich wird im Abschnitt 5.4.1 eingegangen.

Der In-Phase-Anteil des Stromes zeigt bis auf zwei Auffälligkeiten bei -2.7 V und -1.4 V keine Abhängigkeit von der Gatespannung. Für die Erhöhung des resistiven Anteils kurz vor der Stufe im kapazitiven Anteil gibt es zur Zeit keine Erklärung. In Kapazitätsspektren an MIS-Dioden kann dieser Effekt unmittelbar dem Laden eines 2DEGs im resistiven Stromanteil auftreten, wenn die Leitfähigkeit des 2DEGs noch sehr gering ist. Ein Erklärungsversuch für die Struktur im markierten Bereich bei etwa -1.4 V wird am Ende dieses Kapitels gegeben. Im kapazitiven Anteil ist bei dieser Spannung keine Auffälligkeit auszumachen.

Die Messungen in Abb. 29 des Stromes wurden in einem senkrecht an die Probe angelegten Magnetfeld gemacht. Es sind Messungen bei den Magnetfeldern 1 T, 3 T und 6 T sowie die Kurve ohne Magnetfeld gezeigt. Die Werte des gemessenen Stromes wurden jeweils auf den Wert des Stromes vor der Stufe (Verarmung des oberen QW) normiert.

Im Vergleich zu Abb. 28 befindet sich in Abb. 29 die Stufe für das Laden des oberen QW bei einer größeren Gatespannung. Die beiden Messungen wurden nicht in demselben Messzyklus gemacht. Die Stufe kann nach zwei Abkühlungsvorgängen an leicht verschiedenen Gatespannungen auftreten, d.h die Ladungsträgerdichte im oberen QW ist vom Abkühlungsvorgang abhängig.

Die vier Kurven sind der Übersichtlichkeit halber gegeneinander vertikal um 0.1 Einheiten verschoben. Zum direkten Vergleich sind im Einsatz von Abb. 29 die Kurven bei 0 T (gestrichelt) und 5 T (durchgezogen) ohne eine vertikale Verschiebung zusammen mit der Nulllinie gezeigt.

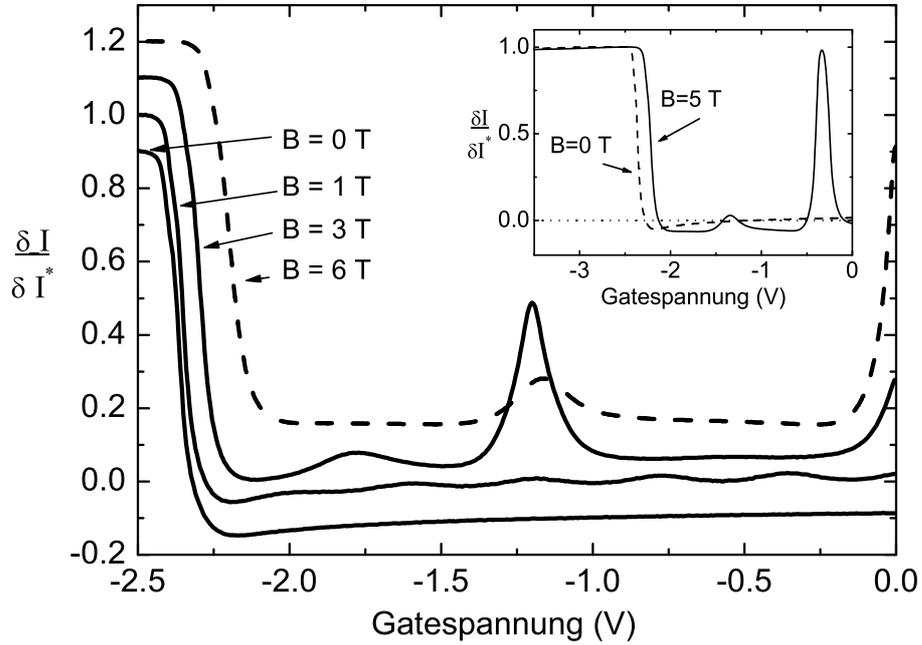


Abb. 29: Spektren des normierten Außer-Phase Anteils des Stromes bei den Magnetfeldern 0 T, 1 T, 3 T und 6 T. Die Spektren sind vertikal um 0.1 Einheiten zueinander verschoben. Nur die Kurve bei $B=1$ T wurde nicht verschoben. Der Einsatz zeigt die Nulllinie (gepunktet) und die Messungen bei 0 T und 5 T ohne eine vertikale Verschiebung der Daten.

Umgekehrt zu Kapazitätsspektren an MIS-Strukturen in der Standard-Anordnung, sind in diesen Messungen Bereiche hoher Zustandsdichte bei kleinen Werten und Bereiche geringer Zustandsdichte bei größeren Werten der Messgröße zu finden. Bei $B = 1$ T sind fünf Maxima im Verlauf der Kurve nach dem Einsatz des oberen QW auszumachen. Sie können den Landauniveaus zugeordnet werden, aus denen sich die Zustandsdichte eines 2DEGs im senkrechten Magnetfeld zusammensetzt. Das letzte sichtbare Maximum entspricht einem Füllfaktor $\nu = 10$. Bei $B = 3$ T ist bereits die Spinaufspaltung des ersten Landauniveaus bei einer Gatespannung von etwa -1.8 V zu erkennen. Zwischen den Füllfaktoren zwei und vier ist ein zu Füllfaktor drei korrespondierendes Maximum nicht sichtbar. Dieses ist der in Abschnitt 2.3.3 erwähnte Effekt, dass der effektive g-Faktor größer bei Füllfaktor 1 als bei Füllfaktor 3 ist, weil die relative Spin-Polarization hier größer ist. Zusätzlich gilt weiterhin, dass Vielteilchenwechselwirkungen bei kleinen Ladungsträgerdichten stärker zur Gesamtenergie des Systems beitragen. Bei $B = 6$ T liegt das Maximum zu $\nu = 1$ aufgrund der diamagnetischen Verschiebung etwas weiter rechts als Füllfaktor 2 in der 3 T-Kurve.

5.4.1 Bestimmung der thermodynamischen Zustandsdichte bei $B=0$ T

Abbildung 30 zeigt den Vergleich der thermodynamischen Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte aus der Messung bei $B=0$ T mit zwei Modellen. $\delta\mu/\delta n=0$ ist in diesem Bild als gepunktete Linie eingezeichnet. Die inverse Zustandsdichte eines nicht-wechselwirkenden 2DEGs wurde aus Gleichung 2.4 zu dem Wert $3.6 \cdot 10^{-18}$ eV m^2 berechnet und wird durch eine Strich-Punkt Linie repräsentiert. Sie ist unabhängig von der Ladungsträgerdichte. Das Ergebnis der Berechnung der inversen Zustandsdichte in der Hartree-Fock-Näherung unter Berücksichtigung der Austausch-Wechselwirkung in Gleichung 2.7 zeigt die gestrichelte Linie. Die kritische Elektronendichte n_c ist in dieser Abbildung durch einen Pfeil gekennzeichnet.

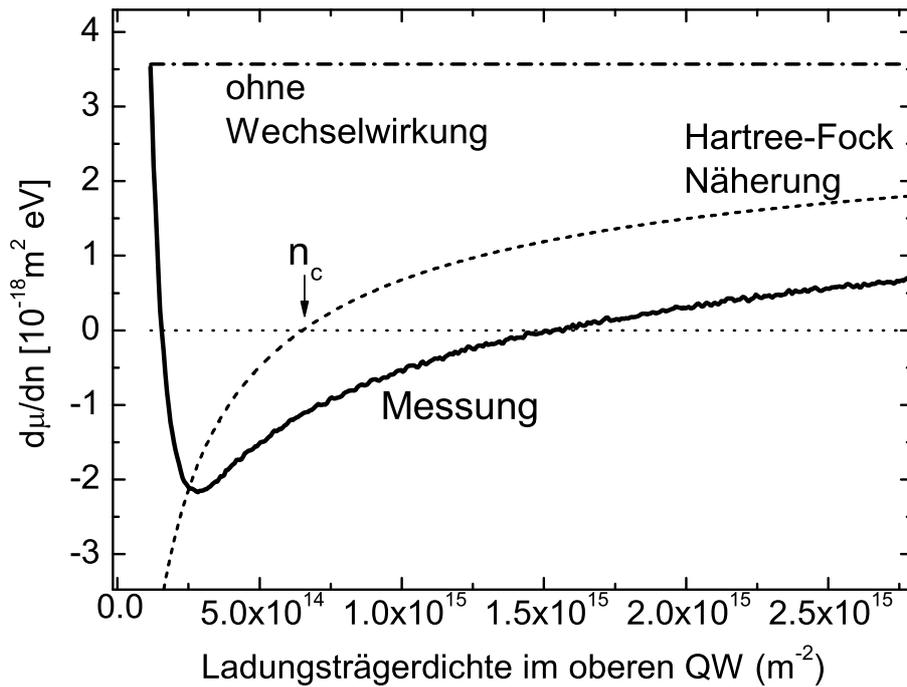


Abb. 30: Vergleich der gemessenen inversen thermodynamischen Zustandsdichte mit den Werten für ein nicht-wechselwirkendes Elektronensystem und den Werten aus einer Rechnung in Hartree-Fock Näherung. Die Nulllinie ist gepunktet eingezeichnet. Die Ladungsträgerdichte wurde, wie im Text erläutert, aus den Gatespannungen bestimmt.

Mit der Gleichung 4.9 auf Seite 38 wird $\delta I/\delta I^*$ in $\delta E_2/\delta E_1$ umgerechnet. Über Gleichung 4.8 auf Seite 36 erhält man aus der Messung die inverse thermodynamische Zustandsdichte des 2DEG im oberen QW:

$$\frac{\partial \mu}{\partial n} \equiv \frac{\partial \mu_1}{\partial n_{s1}} = -\frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\delta E_2/\delta E_1 (z_2 + d_2)}{\delta E_2/\delta E_1 - 1} \quad (5.1)$$

In diese Gleichung geht der Abstand der Mittelpunkte der beiden QW $z_2=32.5$ nm sowie der Parameter $d_2=2.5$ nm ein. Die so ermittelten Werte für $\partial \mu/\partial n$ sind in Abb. 30 in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte aufgetragen.

Die Umrechnung der Gatespannung in eine Ladungsträgerdichte für diese Probe wurde mit demselben Algorithmus durchgeführt, wie er von Eisenstein *et al.* verwendet wurde [Eisenstein94]. Zuerst werden in der Kurve für $B=1$ T in Abb. 29 die Positionen der Maxima (Füllfaktoren $\nu = 2, 4, \dots, 10$) bestimmt. An diesen Stellen ist die Ladungsträgerdichte durch $n_{s1} = \nu e B/h$ gegeben. Aus den Gleichungen 4.3 bis 4.6 auf Seite 35 und aus Gleichung 4.9 auf Seite 38 lässt sich die Variation der Ladungsträgerdichte im oberen QW mit der Anregung δV aufstellen:

$$\delta n_{s1} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e z_1} \beta \left(1 - \frac{\delta I(V_G)}{\delta I^*} \right) \delta V \quad (5.2)$$

Die numerische Integration dieser Gleichung mit den Messwerten $\delta I(V_G)/\delta I^*$ ergibt die Abhängigkeit $n_{s1}(V_G)$:

$$n_{s1}(V_G) = n_{off} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e z_1} 0.65 (1 - \delta I/\delta I^*) V_G \quad (5.3)$$

Mit dem Fitparameter $\beta = 0.65$ und der Integrationskonstanten $n_{off} = 4.5 \cdot 10^{13} \text{m}^{-2}$ läuft die Kurve $n_{s1}(V_G)$ durch die aus den Füllfaktoren bei 1 T bestimmten Werten für die Ladungsträgerdichte.

Die hier gezeigten Werte für $\partial \mu/\partial n_s$ bei $B=0$ T zeigen qualitativ dasselbe Verhalten wie in Ref. [Eisenstein94]. Auch dort liegen die Werte unterhalb der Hartree-Fock Näherung. Die Berücksichtigung einer endlichen Ausdehnung des 2DEGs würde die Vielteilchen-Wechselwirkungen abschwächen und den Unterschied zwischen Theorie und Experiment noch weiter vergrößern. Ein weiterer Effekt führt allerdings dazu, dass in den Messungen zu kleine Werte für $\delta \mu/\delta n_s$ ermittelt werden: Durch die Gatespannung verschiebt sich der Schwerpunkt des 2DEGs im oberen QW. Die Leitungsbandkante im QW verbiegt sich. Dadurch verkleinert sich die Grundzustandsenergie an der unteren Grenzfläche des QW. Weil diese Grenzfläche näher am unteren QW liegt, nimmt das chemische Potenzial weniger stark mit der Ladungsträgerdichte zu als in dem Fall ohne Bandverbiegung im oberen QW. Nach Eisenstein *et al.* ist diese Korrektur nahezu unabhängig von der Ladungsträgerdichte und ändert nichts an der Aussage, dass in dem divergenten Verhalten der Messkurven der Effekt von Vielteilchenwechselwirkungen zu beobachten ist.

Der Vergleich der Kurven zu den Magnetfeldern 0 T und 5 T im Einsatz von Abb. 29 zeigt ein Verhalten im Verlauf der 5 T-Kurve, der ebenfalls von Eisenstein *et al.* beobachtet wurde: Im Gegensatz zum Verlauf bei $B=0$ T übersteigt bei hohen Magnetfeldern die inverse Zustandsdichte mit zunehmender Ladungsträgerdichte die Nulllinie nicht, sondern verbleibt bei negativen Werten. Dieses kann mit der Lokalisierung der Elektronen im starken Magnetfeld und der Vergrößerung des Beitrages von Vielteilchenwechselwirkungen erklärt werden.

Nach Eisenstein *et al.* sind Störungen im untersuchten 2DEG dafür verantwortlich, dass die Divergenz für $n_s \rightarrow 0$ ($7 \cdot 10^{13} \text{m}^{-2}$ in Ref. [Eisenstein94]; $2.5 \cdot 10^{14} \text{m}^{-2}$ an HH799 in dieser Arbeit) abgeschnitten wird. In Ref. [Eisenstein94] wird aus der Position dieses Abschneidens der Divergenz ein Störungspotenzial V_{dirt} von etwa 1 meV bestimmt. Eine entsprechende Abschätzung für die in dieser Arbeit gezeigten Probe HH799 ergibt $V_{dirt} \approx 1.9$ meV.

Die Untersuchungsmethode wurde an einer weiteren Probe (HH1072) angewendet. Während des Wachstums dieser Probe wurde der obere QW nicht durchgängig gewachsen, sondern nach 5 nm GaAs wurde die Temperatur des Manipulators auf 530°C herabgesetzt, als würde man InAs-Quantenpunkte wachsen wollen. Es wurden nun bei dieser Temperatur 0.75 nm GaAs gewachsen. Während des Wachstums weiterer 15 nm GaAs wurde die Manipulator-Temperatur wieder auf 570°C gefahren. Es ist zu erwarten, dass aufgrund der Wachstumsunterbrechung und der Erniedrigung der Temperatur das 2DEG im oberen QW eine geringere Beweglichkeit als in HH799 hat. Diese Probe war als Referenz zu einer Probe gewachsen worden, die anstelle der 0.75 nm GaAs eine Lage InAs-QP im oberen QW enthält. Messungen dieser Probe sind hier nicht gezeigt, weil eine ohmsche Kontaktierung des DQW nicht möglich war. Proben mit 2DEGs, die in dem Zeitraum der Probennummern um 1072 herum gewachsen wurden, zeigten häufig Kontaktprobleme. Die hier untersuchte Probe HH1072 ist eine der wenigen Probenstücke dieses Wafers, an der eine Kontaktierung erfolgreich war. Aufgrund dieser Erfahrungen kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob es an den InAs-QP im QW lag, dass eine ohmsche Kontaktierung nicht möglich war.

Abbildung 31 zeigt den normierten Außer-Phase Strom (obere Kurve) und den In-Phase Strom (untere Kurve) in Abhängigkeit von der Gatespannung, wie er sich in den Messungen an der Probe HH1072 ergab. Der In-Phase Strom wurde für eine bessere Übersichtlichkeit um 0.1 nach unten verschoben. Diese Messung wurde ebenfalls bei einer Probentemperatur von 4.2 K, einer Anregung von 5 mV und einer Frequenz von 134 Hz durchgeführt. Es zeigt sich wieder eine Stufe bei $V_G = -1.6$ V, an der der obere QW geladen wird. Am oberen Ende der Stufe ist eine Struktur zu erkennen die vermutlich auf ein Übersprechen des hier deutlich stärker ausgeprägten Minimums im resistiven Anteil auf den kapazitiven Anteil zurückzuführen ist. Durch Verkleinerung der Messfrequenz hätte dieser Effekt vermutlich reduziert werden können.

Nach der Stufe fällt der Außer-Phase-Strom, im Gegensatz zu den Messungen an der Probe HH799 in Abb. 28 auf einen Wert nahe Null und weicht von diesem mit

zunehmender Gatespannung kaum ab. Das bei Eisenstein *et al.* eingeführte Potenzial V_{dirt} , das die Divergenz der thermodynamischen Zustandsdichte bei kleinen Dichten abschneidet, scheint in dieser Probe so stark zu sein, dass eine Divergenz aufgrund von Vielteilchen-Wechselwirkungen wie in Probe HH799 kaum zu beobachten ist.

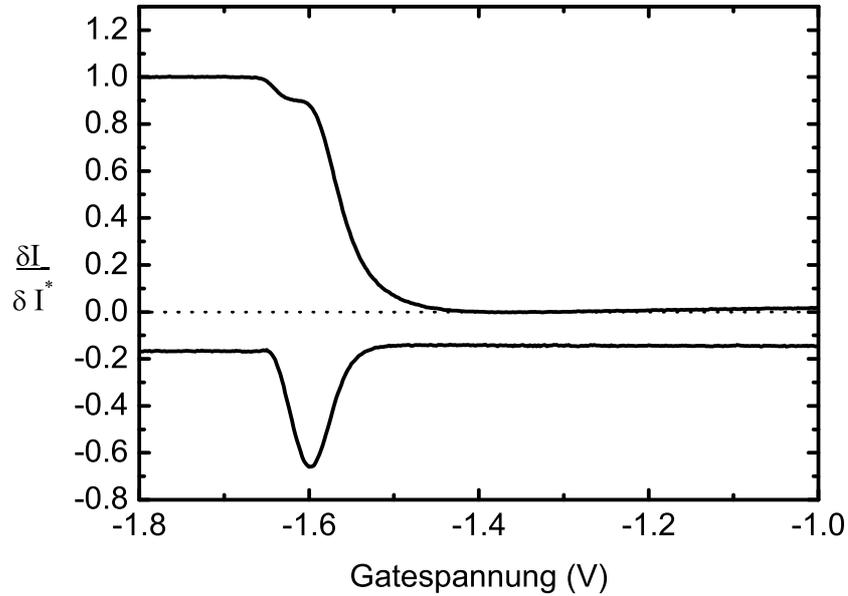


Abb. 31: Normierter In-Phase und Außer-Phase Anteil des Stromes bei Messung der Kompressibilität an der Probe HH1072. In dieser Probe wurde das Wachstum im oberen QW unterbrochen. Der In-Phase Anteil des Stromes ist um 0.1 nach unten verschoben. Zum Vergleich ist die zum Wert $\delta I / \delta I^* = 0$ korrespondierende Linie gepunktet in die Grafik aufgenommen.

Im folgenden wird auf die in Abb. 28 erwähnte Auffälligkeit im In-Phase Strom bei $V_G = -1.4$ V der Probe HH799 eingegangen. Sie wurde interessanterweise an der Probe HH1072 nicht beobachtet. In den von Eisenstein *et al.* verwendeten Proben zur Messung der thermodynamischen Zustandsdichte des 2DEG [Eisenstein94] ist die Barriere zwischen den beiden QW 17.5 nm dick und besteht, wie auch in dieser Arbeit, aus $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$. Die relativ große Dicke der Barriere wurde gewählt, um eine Tunnelkopplung zwischen den beiden 2DEGs zu vermeiden. Bei Eisenstein *et al.* wird der resistive Anteil der Messung nicht gezeigt und auch nicht auf eine beobachtete Auffälligkeit hingewiesen.

Abbildung 32 zeigt den markierten Bereich aus Abb. 28 in der Vergrößerung für vier verschiedene Spannungen $V^{(rueck)}$ an dem Gate auf der Rückseite der Probe. Über die Spannung an diesem Gate wird die Ladungsträgerdichte im unteren QW verändert. Jede der Kurven durchläuft zunächst ein Minimum bei negativen Werten des In-Phase Stromes, dann einen Nulldurchgang und schließlich eine Maximum bei

positiven Werten. Die Kurven verschieben sich linear entlang der Gatespannungsachse mit einer Veränderung von $V^{(rueck)}$.

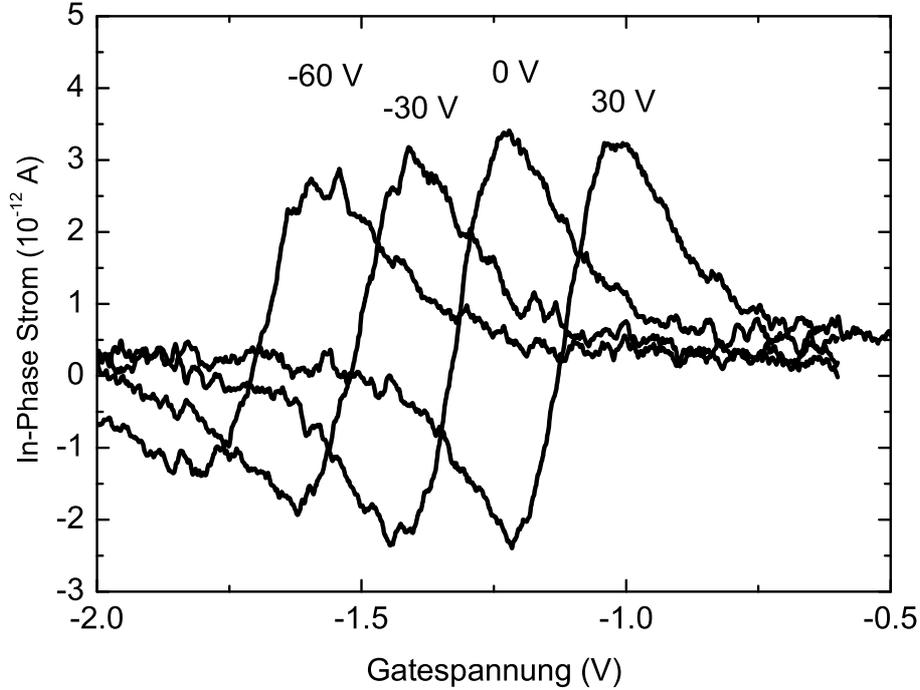


Abb. 32: Vergleich der in Abb. 28 erwähnten Auffälligkeit im In-Phase Anteil des gemessenen Stromes. Die vier Kurven wurden bei unterschiedlichen Spannungen $V^{(rueck)}$ an dem Gate auf der Rückseite der Probe zur Abstimmung der Ladungsträgerdichte im unteren QW aufgenommen.

Im Gegensatz zum Tunnelprozess zwischen einem 3D- und einem 2D-Elektronensystem, muss beim Tunneln zwischen zwei 2D-Systemen der Impuls der Elektronen in der Ebene erhalten bleiben. In Richtung des Tunnelstromes sind die Energien der Bewegung quantisiert. Die daraus folgende Forderung nach einer Energieerhaltung beim Tunnelprozess kann nur erreicht werden, wenn die Subbandkanten der beiden 2DEGs auf gleicher Höhe sind. Im thermodynamischen Gleichgewicht der beiden 2D-Systeme sind in diesem Fall die beiden Ladungsträgerdichten identisch. In der Beschreibung dieser Situation im Impuls-Raum haben die Fermi-Kreise der beiden 2DEGs den gleichen Durchmesser und Impulserhaltung ist am Rand der Kreise gegeben. Bei Eisenstein *et al.* wurde bei Gleichheit der Ladungsträgerdichten ein resonanter 2D-2D Tunnelstrom durch eine (7 nm) dicke Barriere gemessen, die aus AlAs bestand [Eisenstein91].

Über $V^{(rueck)}$ wird die Ladungsträgerdichte im unteren QW verändert. Die Abhängigkeit der Position des Nulldurchgangs in Abb. 32 von $V^{(rueck)}$ deutet darauf hin, dass resonantes 2D-2D Tunneln in dieser Probe vorliegt. Die Tatsache,

dass der Nulldurchgang dieser Struktur bei einer negativen Gatespannung auftritt, während $V^{(rueck)} = 0$ V ist, zeigt, dass der obere QW ohne eine angelegte Gatespannung eine höhere Ladungsträgerdichte besitzt. Das Anlegen einer positiven Spannung ($V^{(rueck)} > 0$) erhöht die Ladungsträgerdichte im unteren QW, so dass eine kleinere Spannung an der Elektrode auf der Vorderseite notwendig ist, um den Resonanzfall einzustellen. Die Umgekehrte Situation gilt für $V^{(rueck)} < 0$.

Der von Smoliner *et al.* und Eisenstein *et al.* beschriebene Fall der Veränderung der Resonanzbedingung für 2D-2D Tunneln durch ein in der Ebene der 2DEGs angelegtes Magnetfeld [Smoliner89, Eisenstein91] ist auch an dieser Probe beobachtbar. Die Abb. 33 zeigt die Resonanz als Funktion des senkrechten, Abb. 34 die Resonanz als Funktion des parallelen Magnetfeldes. Die Resonanzen in den beiden Abbildung liegen bei unterschiedlichen Gatespannungen. Auch die Amplituden der Resonanzen sind nicht gleich groß bei $B=0$ T. Der Grund für den Unterschied ist, dass auch die Messungen dieser Probe stark vom Abkühlungsvorgang abhängen. Wie schon erwähnt musste die Probe im aufgewärmten Zustand um 90° gedreht werden, weil die Kabel für die Hochspannung bei 4.2 K nicht flexibel waren.

Während sich die Struktur im senkrechten Magnetfeld nicht ändert, laufen das Maximum und das Minimum mit zunehmenden parallelem Magnetfeld auseinander, ihre Höhe/Tiefe nimmt ab und es bildet sich ein Plateau zwischen ihnen aus. In parallelen Magnetfeldern größer als 200 mT verschwindet die Resonanz vollständig.

Der Grund hierfür liegt in der Verschiebung des Zentrums der Fermi-Kreise der beiden 2DEGs im k -Raum um $\Delta k_x = eBz_2/\hbar$, wenn das Magnetfeld in y -Richtung orientiert ist [Eisenstein92a]. Die Impulserhaltung ist nun nicht mehr bei Gleichheit der Ladungsträgerdichten gegeben, sondern nur noch an den Punkten erfüllt, an denen sich die Fermi-Kreise überschneiden. Daraus folgt, dass die Resonanz bei hohen parallelen Magnetfeldern verschwindet.

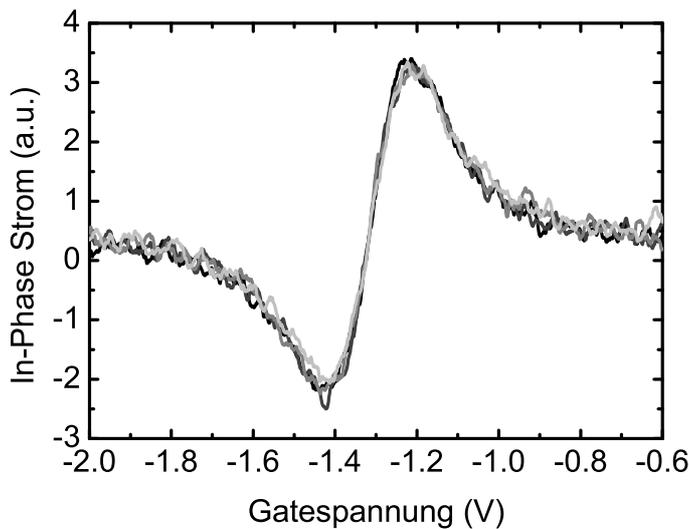


Abb. 33: Resonanz in Abb. 32 bei $V^{(rueck)} = 0$ V in senkrechten Magnetfeldern 0 mT, 100 mT, 150 mT und 200 mT.

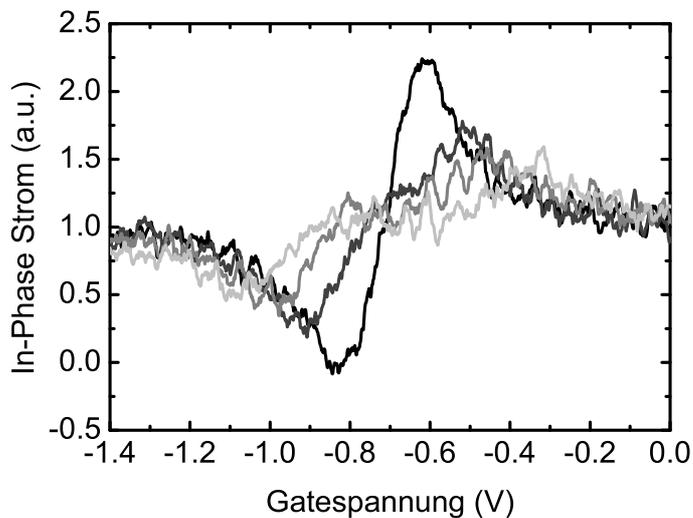


Abb. 34: Resonanz in Abb. 32 bei $V^{(rueck)} = 0$ V in parallelen Magnetfeldern 0 mT (schwarz), 100 mT (dunkelgrau), 150 mT (grau) und 200 mT (hellgrau).

5.5 Magnetotransport unter interdigitalen Gates

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Untersuchung der Transporteigenschaften eines 2DEGs im Magnetfeld unter Beeinflussung eines LSSL (siehe Abschnitt 2.4). Alle im folgenden gezeigten Messungen wurden bei einer Proben­temperatur von 4.2 K, in der in Abschnitt 4.3 beschriebenen 4-Punkt Anordnung mittels Lock-In Technik und bei einer Anregungsfrequenz von 31 Hz durchgeführt. Die Präparation, Messung und Auswertung der Daten wurden in Zusammenarbeit mit Ditmar Schuster durchgeführt.

In dieser Arbeit wurden die in den Abschnitten 3.3 und 4.3.1 beschriebenen interdigitalen Gates für die Erzeugung des LSSL verwendet. In der in Abb. 16 gezeigten Beschaltung bieten sie die Möglichkeit die Amplitude des LSSL einzustellen ohne die mittlere Ladungsträgerdichte zu verändern. Dieses ist mit den in anderen Veröffentlichungen verwendeten Gates nicht möglich [Beton90, Geim92, Skuras97]. Weiterhin ist der genaue Verlauf des Potentials an der Oberfläche zwischen den Metallstreifen der interdigitalen Gates von weitaus geringerer Bedeutung für eine Berechnung der Potenzialstärke im LSSL als bei herkömmlichen Gates. Unter Verwendung von interdigitalen Gates sollte somit eine quantitative Untersuchung der Potenzialstärken des LSSL möglich sein, die durch die genannten Unwägbarkeiten bei herkömmlichen Gates in deutliche geringerem Maße beeinflusst ist.

Einen typischen Verlauf des spezifischen Widerstandes ρ_{xx} in Abhängigkeit des Magnetfeldes der Probe HH753, die mit einem interdigitalen Gate ausgestattet war, zeigt Abb. 35. Der Einsatz dieses Diagrammes zeigt den Bereich kleiner Magnetfelder in der Vergrößerung. Der vom Lock-In gemessene Spannungsabfall an den Spannungsabgriffen des Hallbars wurde mit dem Längen- zu Breitenverhältnis ($L/B=3.5$)

in den spezifischen Widerstand ρ_{xx} umgerechnet. Anhand dieser Messung sollen die Effekte, die im Magnetotransport eines modulierten 2DEGs auftreten, erläutert werden. Der Stromfluss war in dieser Messung entlang der [110]-Richtung im Hallbar. Die Gates waren mit den 2DEG kurzgeschlossen, so dass sie in diesen Messungen wie herkömmliche Gates wirken.

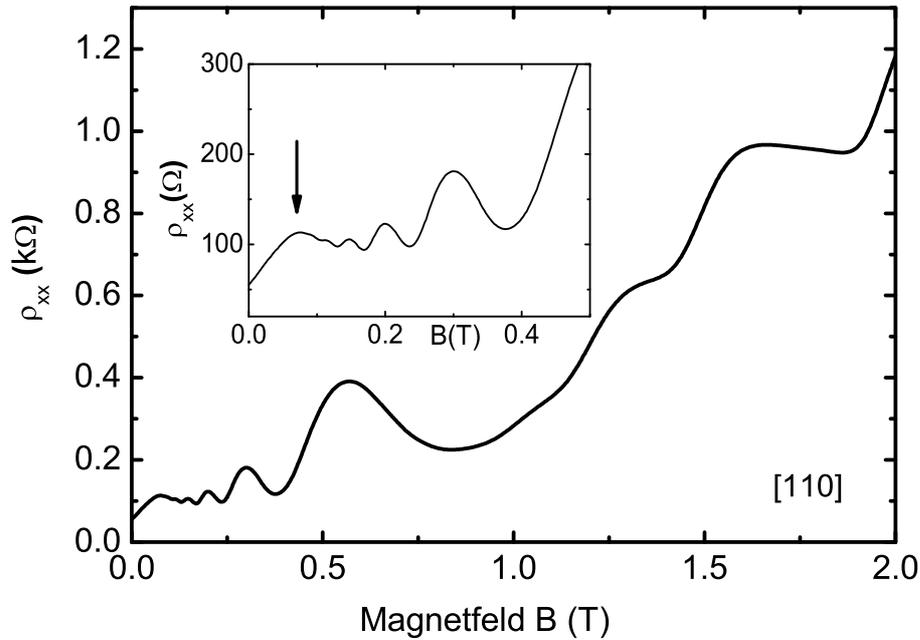


Abb. 35: In dieser Abbildung sind typische Eigenschaften eines 2DEGs im LSSL im Magnetotransport gezeigt. Die Messungen wurden bei einem Stromfluss in [110]-Richtung mit kurzgeschlossenen Gates durchgeführt. Der Einsatz des Bildes zeigt den Bereich kleiner Magnetfelder in der Vergrößerung. Der Pfeil kennzeichnet B_{max} .

Bei sehr kleinen Magnetfeldern findet man den steilen Anstieg des positiven Magnetowiderstandes (PMR). Dieser wird bei hinreichend starkem Magnetfeld wieder unterdrückt und es bildet sich ein Maximum aus, welches im Einsatz von Abb. 35 durch einen Pfeil gekennzeichnet ist. Die Position des Maximums wird im folgenden als B_{max} bezeichnet. Ab etwa 0.1 T sind die COs sichtbar. Eine Auswertung der Minima der COs ergibt in der $1/B$ -Auftragung eine Periodizität von 1.67 T^{-1} . Unter der Annahme einer Ladungsträgerdichte von $2.3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ erhält man aus Gleichung 2.15 eine Periode des LSSL von 260 nm.

Ab etwa 1 T setzen SdH-Oszillationen ein. Auch noch bei sehr hohen Magnetfeldern spiegelt sich die Modulation des 2DEGs in einem parabolischen Anstieg der Kurve wider, auf dem die SdH-Oszillation liegen. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass im Grenzfall $R_c \ll a$ der Magnetowiderstand durch $\rho_{xx}/\rho_{xx0} = 1 + (\kappa\omega_c\tau)^2$ beschrieben werden kann (siehe Abschnitt 2.4.1). Bei hohen Magnetfeldern zeigt sich deshalb ein quadratischer Anstieg mit B .

Abbildung 36 zeigt drei Magnetotransportkurven aufgenommen mit einem Stromfluss in den Richtungen $[110]$, $[-110]$ und $[010]$ an der Probe HH753, die entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 3.3 präpariert wurde. Die Gates waren auch bei diesen Messungen mit dem 2DEG kurzgeschlossen. Während die Kurve der Messung in $[010]$ -Richtung nur einen leichten Anstieg mit zunehmendem Magnetfeld zeigt, sind deutliche COs in den beiden anderen Richtungen erkennbar. Auch eine Vergrößerung der Messkurve im Einsatz der Abb. 36 für die $[010]$ -Richtung zeigt außer einem negativen Magnetowiderstand und dem erwähnten Anstieg bei hohen Magnetfeldern wenig Strukturen.

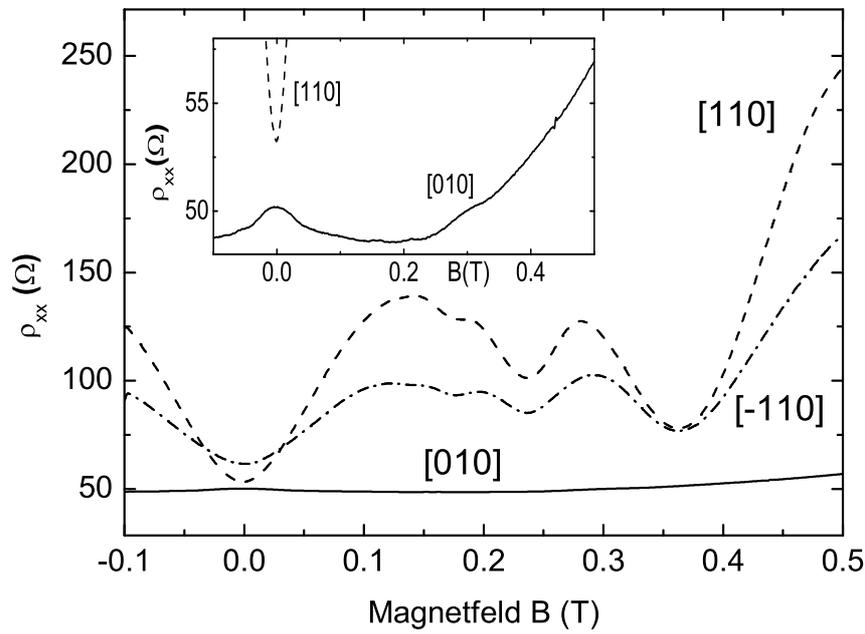


Abb. 36: Spezifischer Widerstand in Abhängigkeit des Magnetfeldes der Probe HH753 entlang der drei Kristallrichtungen: $[110]$, $[-110]$ und $[010]$. Der Einsatz zeigt die Messkurve der $[010]$ -Richtung in der vergrößerten Darstellung.

Der Grund für den großen Unterschied zwischen den Messungen in $[010]$ -Richtung und in den beiden anderen Richtungen, liegt in der Eigenschaft von GaAs piezoelektrisch zu sein (siehe Abschnitt 2.4.4). Die Gates auf der Oberfläche verspannen den GaAs-Kristall unter sich möglicherweise bereits schon während des Aufdampfens, spätestens jedoch, wenn die Probe für die Messung auf 4.2 K abgekühlt wird und sich der Halbleiter und die Metallisierung unterschiedlich stark zusammenziehen. Diese Verspannung wird über das Deformationspotenzial unabhängig von der Kristallrichtung bis in die Tiefe des 2DEGs übertragen.

Einen weiteren Beitrag zum Potenzial des LSSL liefert der piezoelektrische Effekt

der eine sehr viel stärkeres Potenzial erzeugt. Der piezoelektrische Effekt ist jedoch nicht isotrop im Kristall und zeigt den stärksten Einfluss in den Richtungen, die um 45° von der $[010]$ -Richtung abweichen [Larkin97].

Werte für die Stärke der Potentialmodulation (siehe Abschnitt) sind vergleichbar mit denen in den Experimenten von Skuras *et al.* [Skuras97]. Allerdings sollte es keinen Unterschied zwischen der $[110]$ - und der $[-110]$ -Richtung geben.

Im folgenden soll sich die Untersuchung auf den Magnetotransport in $[010]$ -Richtung beschränken, der nach Abb. 36 nahezu frei von Beeinflussungen durch den piezoelektrischen Effekt ist. In Abb. 37 sind die Messkurven gezeigt, die sich ergeben, wenn man V_M konstant bei 0 V hält und V_A in 10 mV-Schritten von Null beginnend erhöht. Alle Kurven sind auf den spezifischen Widerstand bei $B = 0$ normiert. Die COs und der PMR entwickeln sich aus einer praktisch glatten Kurve bei $V_A = 0$ mV (gepunktet) mit steigendem V_A und der spezifische Widerstand nimmt im gesamten gezeigten Magnetfeldbereich zu.

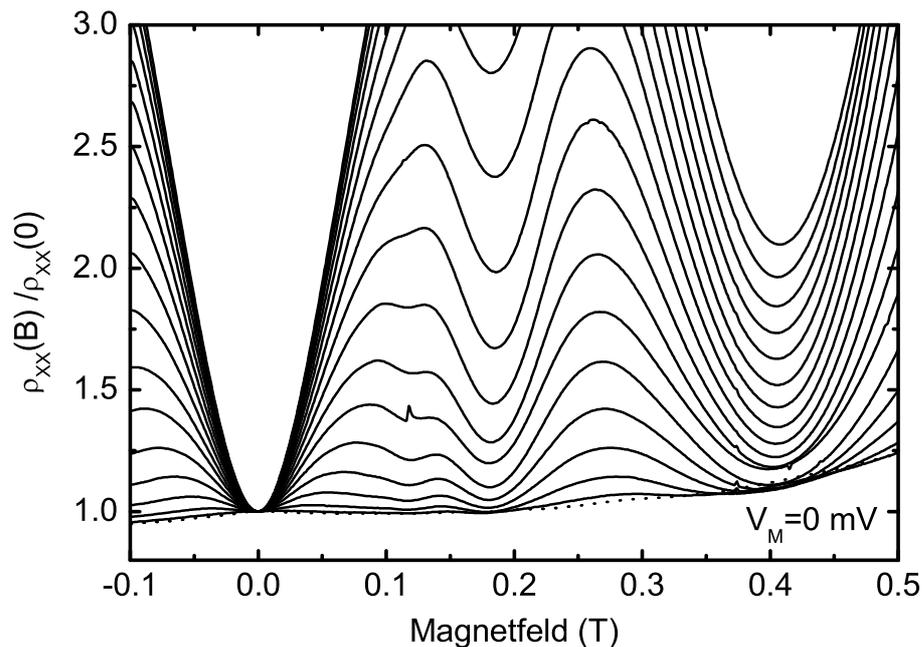


Abb. 37: Magnetowiderstand der Probe HH753 bei verschiedenen Werten von V_A . Die Messungen beginnen bei $V_A = 0$ mV (gepunktet) und steigen in 10 mV-Schritten an.

5.5.1 Fit der Magnetotransportkurven

Für eine quantitative Auswertung der Ladungsträgerdichte und der Potenzialstärken des lateralen Übergitters wurde die Gleichung

$$\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_{xx0}} = 1 + CB^2 \exp\left(-2\frac{B}{B_{max}}\right) + \exp\left(\frac{-\pi}{\tilde{\mu}B}\right) \eta^2 \frac{J_0^2(q_1 R_c)}{1 - J_0^2(q_1 R_c)} \quad (5.4)$$

an die normierten Magnetotransportkurven jeweils für eine bestimmte Spannung V_A angepasst.

Der erste Summand in dieser Gleichung beschreibt durch einen empirischen Ansatz in Form eines quadratischen Anstiegs den PMR und dessen Zusammenbruch durch einen Exponentialfaktor. Hierbei sind C und B_{max} die Fitparameter. Die Wahl der Darstellung im Argument der Exponentialfunktion als $-2B/B_{max}$ ergibt sich aus der Bestimmung des Maximums dieser Funktion durch Ableitung und Nullsetzung.

Der zweite Summand in Gleichung 5.4 beschreibt das oszillatorische Verhalten der COs und ist, bis auf einen Exponentialfaktor, identisch mit der Gleichung 2.18. Dieser Exponentialfaktor beschreibt eine Dämpfung der Amplitude der COs mit abnehmendem Magnetfeld und musste für eine hinreichend gute Konvergenz in der Anpassung der Daten eingeführt werden. Ein Dämpfungsfaktor mit einer kubischen Abhängigkeit vom Magnetfeld war für eine gute Beschreibung der Daten ungeeignet. Der Parameter $\eta = q_1 l e V_1 / E_F$ enthält die fundamentale Amplitude der Potenzialmodulation V_1 und den fundamentalen Wellenvektor $q_1 = 2\pi/a$ der Potentialmodulation. Eine hier nicht gezeigte Anpassung der Daten an Gleichung 2.19 unter Berücksichtigung der zweiten und dritten Harmonischen ergab, dass V_2 und V_3 in dem hier betrachteten Gatespannungsbereich vernachlässigbar klein gegenüber V_1 sind und im folgenden nicht weiter berücksichtigt werden müssen. Im Argument der Besselfunktion J_0 ist der Zyklotronradius als Fitparameter enthalten. Aus diesem lässt sich die Ladungsträgerdichte ermitteln.

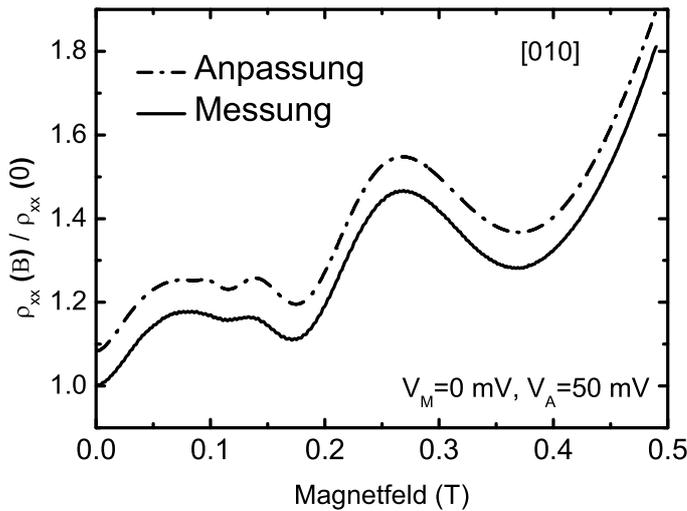


Abb. 38: Vergleich einer Messung und der Anpassung an Gleichung 5.4. Die beiden Kurven sind vertikal gegeneinander um 0.9 verschoben, weil sie ansonsten nicht zu trennen wären.

Abbildung 38 zeigt die Magnetotransportkurve bei den Spannungen $V_M = 0$ mV und $V_A = 50$ mV zusammen mit einer Anpassung der Gleichung 5.4. Die beiden Kurven sind für eine bessere Trennung gegeneinander vertikal um 0.9 verschoben dargestellt.

Über eine Anpassung der Daten durch den aus Gleichung 5.4 beschriebenen Verlauf für $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx0}$ kann die Ladungsträgerdichte n_s bestimmt werden, wenn man eine bestimmte Periode a annimmt. Abbildung 39 zeigt den Verlauf der Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von V_A unter der Annahme, dass $a = 500$ nm ist. Die Fehlerbalken eines jeden Datenpunktes sind ausgehend von dem in dem Ergebnis der Fitprozedur angegebenen Fehler des Fitparameters abgeschätzt. Es ergibt sich innerhalb dieser Fehlerbalken konstante Ladungsträgerdichte von etwa $2.3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ für die untersuchten Spannungen V_A . Dieses ist ungefähr der Wert für eine Probe ohne Gates auf der Oberfläche.

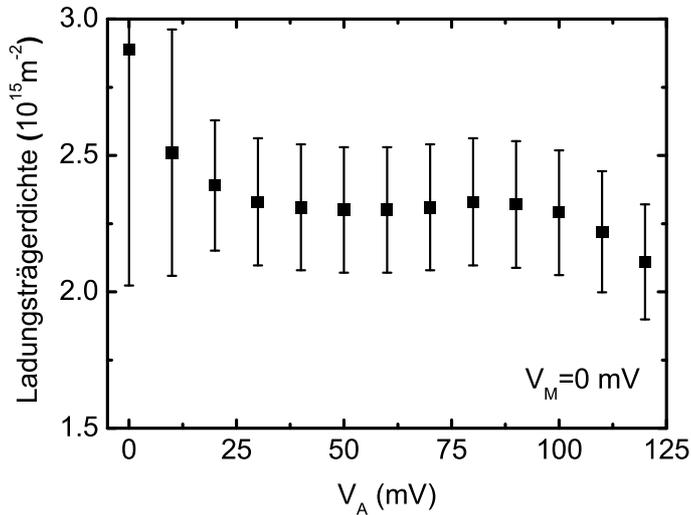


Abb. 39: Die mittlere Elektronendichte als Funktion von V_A in dieser Abbildung wurde aus der Periodizität der COs in der inversen Auftragung bestimmt.

5.5.2 Die Anwendung des Modells “Pinned surface with Thomas-Fermi screening“ auf interdigitale Gates

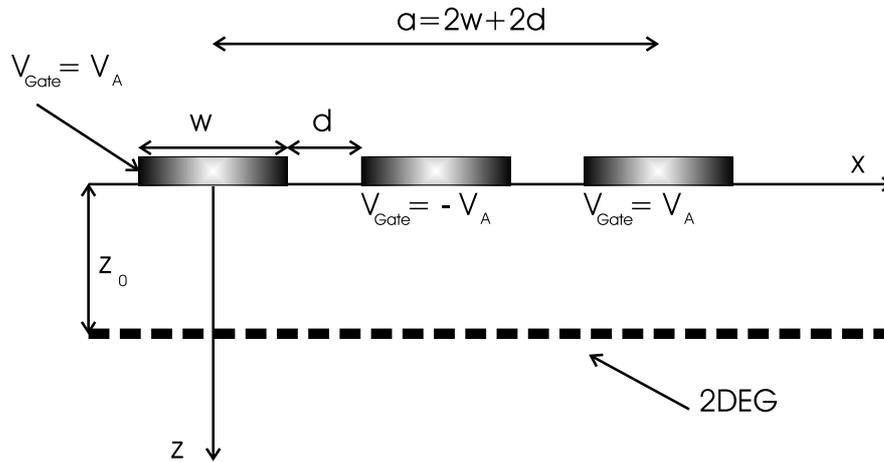


Abb. 40: Anordnung und Spannungsbelegung für die Anwendung des Modells “pinned surface with Thomas-Fermi screening“ auf interdigitale Gates.

In Abschnitt 2.4 wurde das Modell des “Pinned surface with Thomas-Fermi screening“ erläutert, das von Davies *et al.* verwendet wurde, um zu berechnen, wie das elektrostatische Potential eines Streifengates mit angelegter Spannung auf das 2DEG in einem HEMT übertragen wird [Davies94]. Dieses Modell lässt sich leicht auf die interdigitale Gates übertragen. Um dieses Modell auf den Fall der interdigitalen Gates anwenden zu können, muss berücksichtigt werden, dass sich die angelegte Spannung von einem zum nächsten Streifen in den Werten $+V_A$ und $-V_A$ abwechselt.

Abbildung 40 zeigt die Anordnung und Spannungsbelegung der Gates, aus der die Fourierkoeffizienten des Potentials an der Oberfläche bestimmt werden. Die Bedingungen für das Potential an der Oberfläche ($z = 0$) sind: $V(x, z = 0) = V_A$ für $x \leq w/2$ und $3w/2 + 2d \leq x \leq a$, $V(x, z = 0) = -V_A$ für $w/2 + d < x < 3w/2 + d$ und $V(x, 0) = 0$ an allen anderen Stellen x innerhalb der Periode $a = 2w + 2d$. Die Fourierkoeffizienten lauten nun:

$$\phi_n = \frac{2}{\pi n} [(V_M + V_A) + (V_M - V_A) \cos(n\pi)] \cdot \sin\left(n\pi \frac{w}{a}\right) \quad (5.5)$$

Unter Berücksichtigung der exponentiellen Dämpfung der Fourier-Koeffizienten mit zunehmender Tiefe und der Abschirmung des Potentials durch das 2DEG, wie sie in Abschnitt 2.4.5 und in Ref. [Davies94] beschrieben werden, ergeben sich die in Abb. 41 dargestellten Werte für die Stärke der Potenzialmodulation in der Tiefe z_0 .

5.5.3 Auswertung der Potenzialstärken

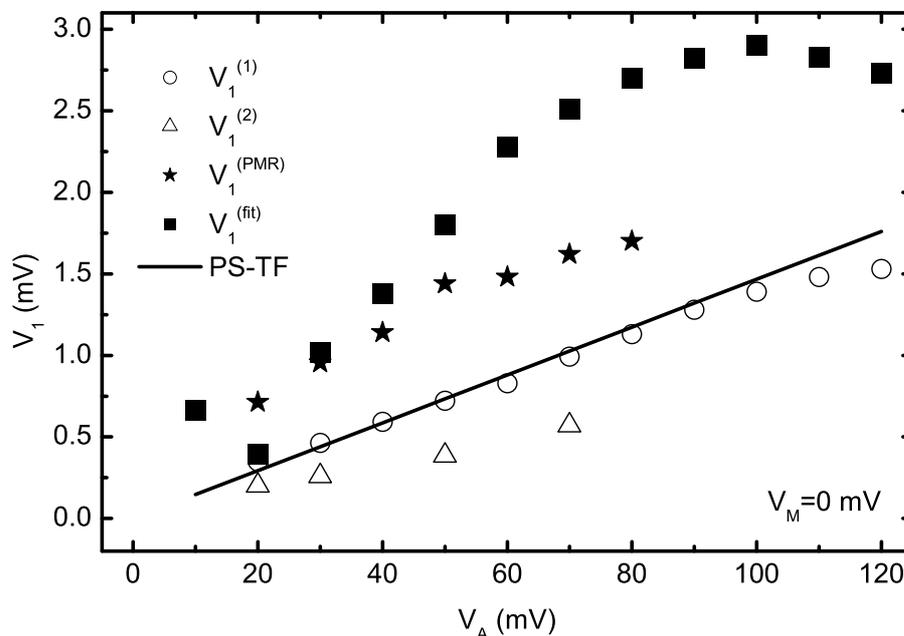


Abb. 41: Stärke der ersten harmonischen Komponente des Potentials V_1 in Abhängigkeit von V_A . Offene Kreise repräsentieren eine Auswertung der Höhe der letzten, offene Dreiecke der vorletzten CO Amplitude nach Soibel *et al* [Soibel97]. Die Werte der Sterne zeigen eine Auswertung des PMR und die geschlossenen Quadrate das Ergebnis der Anpassung der Daten an die Gleichung 5.4. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis des Modells “pinned surface with Thomas-Fermi screening“.

Abbildung 41 zeigt den Vergleich von berechneten Potenzialstärken aus der eben beschriebenen Theorie (PS-TF) mit experimentell bestimmten Werten für V_1 . Diese wurden durch unterschiedliche Methoden aus den Magnetotransportkurven ermittelt. Eine Methode ist die direkte Auswertung der Höhe einer CO Amplitude, wie sie von Soibel *et al.* verwendet wurde [Soibel97]. Die Höhe einer CO Amplitude ist hierbei definiert als die Differenz zwischen der Höhe des Maximums und dem Mittelwert der Höhen der beiden angrenzenden Minima. Die Potenzialstärke wird aus dem Faktor $\kappa^2 l^2 / a R_c$ in Gleichung 2.17 für das Magnetfeld des Maximums bestimmt. Die auf diese Weise ermittelten Werte für V_1 sind als offene Kreise in Abb. 41 für das letzte Maximum bei $B = 0.28$ T bzw. als offene Dreiecke für das vorletzte Maximum bei $B = 0.12$ T eingetragen (siehe Abb. 37). Beide Auswertungen zeigen einen linearen Anstieg und lassen sich ungefähr zu einem Wert von $V_1 = 0$ mV bei $V_A = 0$ mV extrapolieren. Jedoch liegen die aus dem letzten Maximum bestimmten

Potenzialstärken V_1 bei größeren Werten. Die CO Amplituden werden also mit kleiner werdendem Magnetfeld stärker gedämpft, was von der Gleichung 2.17 offenbar nicht berücksichtigt wird.

Die Sterne sind die Ergebnisse der Auswertung der Werte von B_{max} , wenn man dieses mit dem kritischen Magnetfeld B_C gleichgesetzt und dieser Wert dann über die Gleichung 2.20 in eine Potenzialstärke umgerechnet wird. Wieder zeigt sich ein Anstieg von V_1 , der jedoch deutlich über den Werten aus der vorangegangenen Auswertung liegen.

Die ausgefüllten Quadrate sind die Ergebnisse für V_1 aus der Anpassung der Gleichung 5.4 an die Daten. Diese Daten zeigen einen nahezu linearen Anstieg bis zu etwa $V_A = 90$ mV und lassen sich wieder zum Ursprung des Koordinatensystems extrapolieren. Im Vergleich zu den beiden bisher beschriebenen Verfahren berücksichtigt diese Auswertung eine Dämpfung der CO Amplitude mit kleiner werdenden Magnetfeld durch den beschriebenen Exponentialfaktor. Diese Werte liegen etwa um einen Faktor zwei oberhalb denen aus der Auswertung ohne Berücksichtigung der Dämpfung.

Die berechneten Werte aus dem Abschnitt 5.5.2 beschriebenen Modell für die Potenzialamplitude (durchgezogene Linie in Abb. 41) beschreiben die Daten $V_1^{(fit)}$ nur unzureichend. Das Modell geht von einer Breite der Drähte von 100 nm und einem Zwischenraum von 150 nm aus. Diese Größen wurden aus vorangegangenen Belichtungsreihen ermittelt. Die angenommene Breite der Drähte auf der hier untersuchten Probe wurde nicht mit dem REM überprüft, weil Elektronensysteme in früheren Proben durch den Elektronenstrahl nachweislich beschädigt wurden. Eine Vergrößerung der Drahtbreite auf Kosten des Zwischenraumes würde zu einer Vergrößerung der Steigung der Geraden PS-TF führen aber dennoch deutlich unterhalb der Quadrate liegen. Um eine Periode von 250 nm zu erhalten liegt eine Breite der Drähte von 200 nm und ein Zwischenraum von 50 nm für das REM gerade noch im Bereich des Möglichen. Für diese Verhältnisse sagt das Modell eine Gerade mit einer um den Faktor 1.5 größeren Steigung als der in Abb. 41 gezeigten voraus. Eine derartig große Abweichung in der Belichtung von den beabsichtigten Drahtbreiten wurde jedoch während dieser Arbeit in keiner Belichtungsreihe beobachtet.

Die Erklärung für die Diskrepanz zwischen der Theorie und den Werten für $V_1^{(fit)}$ liegt wahrscheinlich nicht in der Annahme, dass die Abschirmung in der Thomas-Fermi Näherung behandelt wurde. Voraussetzung für diese Näherung ist, dass sich die Fermi-Energie auf der Längenskala der Fermi-Wellenlänge nur wenig verändert. Für hinreichend kleine Amplituden der Potenzialmodulation sollte diese Voraussetzung für das untersuchte LSSL mit einer Periode von 500 nm erfüllt sein.

Im folgenden wurde die Leitfähigkeit des 2DEGs bei $B = 0$ ausgewertet und in Abhängigkeit von der relativen Potenzialstärke (eV_1/E_F) untersucht. In Abbildung 42 sind die auf die Leitfähigkeit für $V_A = 0$ normierten Daten als offene Quadrate mit Fehlerbalken eingezeichnet. Die Werte für die relative Potenzialstärke auf der x-Achse des Diagramms wurde aus den Daten für $V_1^{(fit)}$ in Abb. 41 ermittelt.

Die durchgezogene Linie in dieser Abbildung ist eine Rechnung von Kucera *et*

al. für eine Serienschaltung von klassischen Widerständen [Kucera97]. Jeder Widerstand repräsentiert eine halbe Periode des LSSL und hat eine Ladungsträgerdichte von $n_s(1 \pm V_1/E_F)$ (Kronig-Penney-Modell). Als Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der relativen Potenzialstärke ergibt sich der in der Abbildung gezeigte Verlauf gemäß $1 - (eV_1/E_F)^2$.

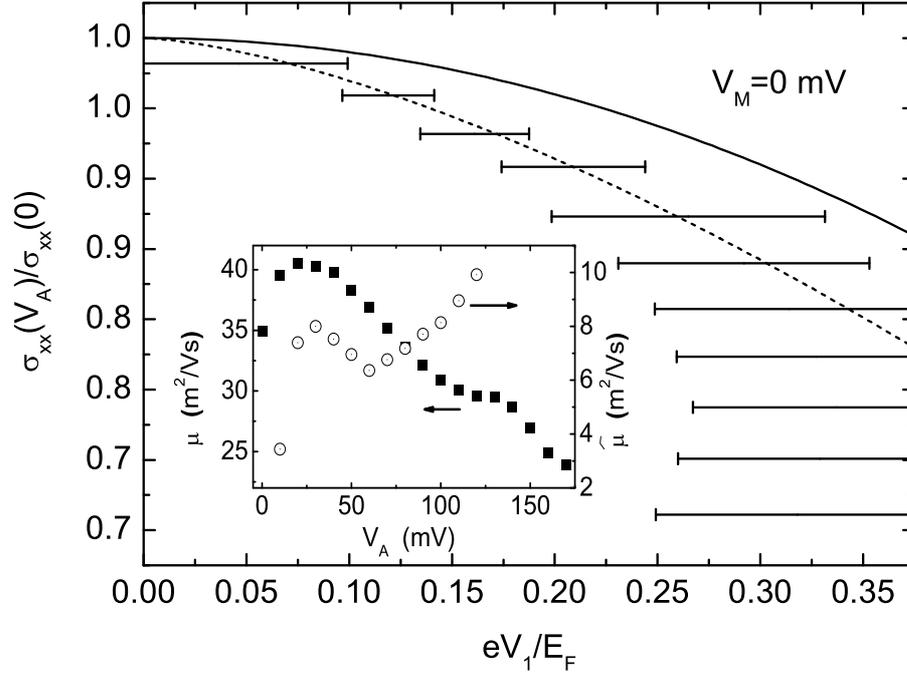


Abb. 42: Vergleich der normierten Leitfähigkeiten als Funktion der relativen Potenzialstärken $eV_1^{(fit)}/E_F$ (offene Quadrate mit Fehlerbalken) mit dem Modell einer Serienschaltung von klassischen Widerständen (durchgezogene Linie) und einem semiklassischen Modell von Kucera *et al.* (gestrichelte Linie). Der Einsatz dieser Abbildung zeigt den Vergleich der der Beweglichkeiten, die jeweils aus dem Nullfeldwiderstand (geschlossene Quadrate) und aus der Dämpfung der CO Amplituden (offenen Kreise) bestimmt wurden.

Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis einer semiklassischen Berechnung der Leitfähigkeit von Kucera *et al.* ebenfalls basierend auf dem Kronig-Penney Potenzial. Nach diesem Modell verläuft die normierte Leitfähigkeit etwas unterhalb der klassischen Serienschaltung von Widerständen mit der Abhängigkeit $1 - 0.96(eV_1/E_F)^{3/2}$, wobei der Faktor 0.96 eine Näherung ist. Erstaunlicherweise liegen die Messwerte für kleine relative Potenzialstärken genau auf der Linie für das semiklassische Modell. Aufgrund der Tatsache, dass das Potenzial in der Ebene des 2DEG sicher kein Kronig-Penney Potenzial ist, muss diese gute Übereinstimmung als zufällig bewertet werden. Die Werte $V_1^{(1)}$ in Abb. 41, die eine Dämpfung der COs bei kleinen Magnetfeldern nicht berücksichtigen, würden in Abb.42 aufgenommen, bei deutlich

kleineren Werten von eV_1/E_F erscheinen. Sie würden durch die beiden Modelle wesentlich schlechter beschrieben werden.

Der Einsatz von Abb. 42 zeigt als ausgefüllte Quadrate die mittlere Beweglichkeit, die sich aus dem Widerstand bei $B = 0$ und der Ladungsträgerdichte in Abb. 39 ergibt. Als Vergleich sind die Beweglichkeiten, die sich aus dem Fitparameter $\tilde{\mu}$ im Dämpfungsfaktor von Gleichung 5.4 ergeben, als offene Kreise eingezeichnet. Die Transportbeweglichkeit μ bei $V_A = 0$ mV beträgt etwa die Hälfte einer Probe ohne Gates auf der Oberfläche. Dieses ist möglicherweise auf eine Schädigung des 2DEGs durch den Elektronenstrahl bei der Definition der Gates zurückzuführen. Eine andere Probe, deren Gates lange im REM bei hoher Beschleunigungsspannung betrachtet wurden, hatte danach keine beweglichen Ladungsträger mehr im Kanal. Mit einer Zunahme von V_A fällt die Beweglichkeit auf unter $25 \text{ m}^2/\text{Vs}$ innerhalb des untersuchten Bereiches. Wird statt der in diesen Daten Werte für n_s aus Abb.39 eine konstante Ladungsträgerdichte angenommen, verläuft der Abfall nahezu linear und zeigt keine Strukturen bei kleinen und großen Werten von V_A .

Die offenen Kreise im Einsatz von Abb. 42 zeigen, dass die aus dem Dämpfungsfaktor in Gleichung 5.4 bestimmte Beweglichkeit $\tilde{\mu}$ um etwa eine Größenordnung unterhalb von μ liegt und keine Tendenz des Verlaufes in Abhängigkeit von V_A zeigt. Es ist zu erwarten, dass die Streuung der Elektronen in der hier verwendeten HEMT-Struktur an den langreichweitigen Potenzialen der Dotieratome dominiert. Weil diese Streuung um kleine Winkel kaum zur Transport-Beweglichkeit beiträgt (siehe Kapitel 2.3.5), ist der Faktor 10 ein typischer Wert für das Verhältnis dieser beiden Beweglichkeiten.

Im Anschluss an die bisher gezeigten Messungen, wurden weiterhin Untersuchungen des Magnetowiderstandes durchgeführt, bei denen V_A konstant bei 50 mV gehalten und V_M verändert wurde. Abb. 43 zeigt die Auswertung der Ladungsträgerdichte (a) und die von V_1 in Abhängigkeit von V_M (b). Vermutlich aufgrund von Aufladungseffekten bei hohen Gatespannungen hatte sich die Probe in vorangegangenen Messungen verändert. Dieses ist in einem Vergleich der Ladungsträgerdichte unter nominell identischen Messbedingungen zu sehen, wie es bei $V_A = 50$ mV und $V_M = 0$ mV in den Abbildungen 39 und 43 der Fall ist. Die Abweichung zwischen diesen beiden Messungen beträgt $0.3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$.

Die in Abb. 43 gezeigte Ladungsträgerdichte steigt innerhalb des untersuchten Spannungsbereichs um etwa $0.6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ mit einer Erhöhung von V_M an. Dieses ist zu erwarten, denn über V_M wird n_s unter allen Gates - und somit die mittlere Ladungsträgerdichte - gleichermaßen verändert. In Abb. 43 (b) ist die Auswertung der fundamentalen Potenzialstärken gezeigt. Die Werte $V_1^{(PMR)}$ der ausgefüllten Quadrate wurden aus den Positionen von B_{max} bestimmt, die offenen Kreise $V_1^{(1)}$ aus dem von Soibel *et al.* beschriebenen Verfahren, in dem das letzte CO-Maximum ausgewertet wurde [Soibel97]. Die Rechnung nach dem PS-TF Modell ergibt einen von V_M unabhängigen Verlauf und liegt zwischen Werten von $V_1^{(PMR)}$ und $V_1^{(1)}$.

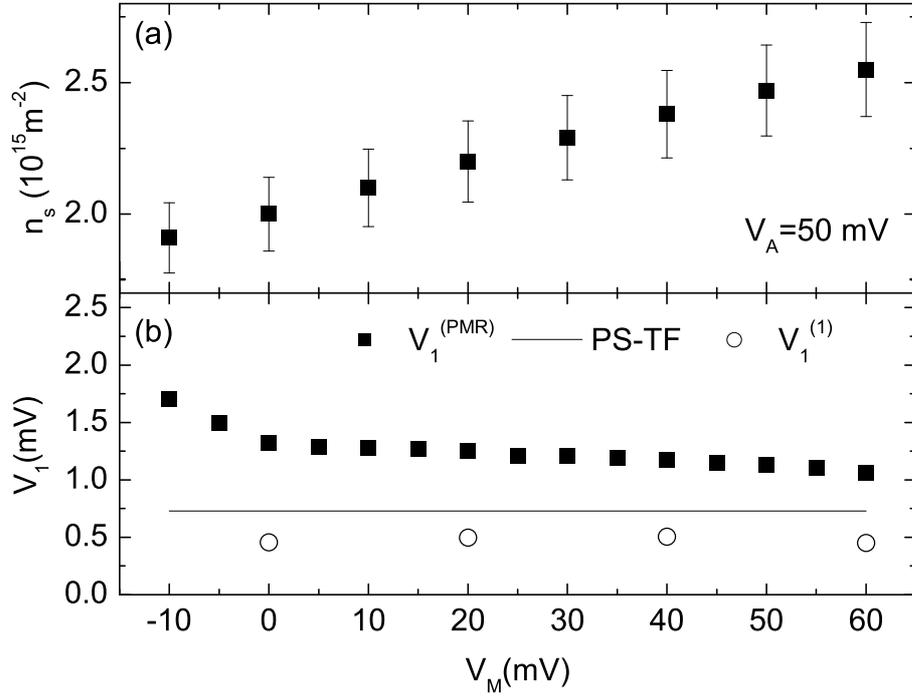


Abb. 43: Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte (a) und der ersten Harmonischen der Potenzialstärke V_1 (b) von der Spannung V_M . V_1 wurde aus dem PMR (geschlossene Quadrate), aus der Höhe der letzten CO Amplitude (offene Kreise) bestimmt und nach dem PS-TF Modell (Linie) berechnet.

Auf eine Auswertung von V_1 durch Anpassung der Gleichung 5.4 an die Magneto-transportkurven wurde verzichtet, weil bereits bei kleinen positiven oder negativen Abweichungen von $V_M = 0$ mV sich in den Kurven ein starker Untergrund in der Messung abzeichnete. Nachdem dieser Untergrund durch Hinzunahme eines in B linearen Summanden in die Fitfunktion 5.4 aufgenommen wurde, wurde nur noch der Auswertung der Periodizität der COs Vertrauen geschenkt.

Die Auswertung von $V_1^{(PMR)}$ aus dem PMR ergibt einen leichten Abfall mit zunehmendem V_M . Im Vergleich zur Veränderung von V_1 mit V_A ($\Delta V_1 = 20 \text{ mV}$ pro Volt V_A) ist die Abhängigkeit von V_M jedoch schwach ($\Delta V_1 = 4 \text{ mV}$ pro Volt V_M).

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden mittels Magnetotransportmessungen und der Kapazitätsspektroskopie die elektronischen Eigenschaften von 2DEGs und InAs-Quantenpunkten untersucht.

In Kapazitätsspektren an herkömmlichen MIS-Strukturen mit eingebauten InAs-Quantenpunkten wurde das Laden der Quantenpunkte mit einzelnen Elektronen aufgelöst. Unter Berücksichtigung der Coulombblockade konnten die gemessenen Kapazitätsspektren mit dem chemischen Potenzial eines Quantenpunktes im Modell des zweidimensionalen harmonischen Oszillators erklärt werden. Die beobachteten Maxima wurden der Besetzung der s-Schale und p-Schale zugeordnet. In Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigten die Kapazitätsspektren die vom Modell beschriebene Aufspaltung der p-Schale.

Kapazitätsspektren an Quantenpunkten, die in eine modifizierte MIS-Struktur eingebaut waren, zeigten dieselben Effekte. In den modifizierten MIS-Strukturen ist der sonst übliche 3D-Rückkontakt durch ein 2DEG einer invertierten HEMT Struktur ersetzt. Die beiden MIS-Strukturen wurden in Kapazitätsspektren hinsichtlich der Parameter Magnetfeld, Frequenz und Beleuchtung miteinander verglichen. Proben der modifizierten MIS-Struktur wurden zu Hallbars präpariert und mit einem Gate versehen. In Magnetotransportmessungen am 2D-Rückkontakt bei Temperaturen im Bereich einiger Millikelvin wurde die Abhängigkeit der Beweglichkeit und der Ladungsträgerdichte von der Gatespannung untersucht. Als mögliche Erklärung für beobachtete Widerstandskorrekturen bei $B=0$ T wurden die Effekte der schwachen Lokalisierung und Antilokalisierung herangezogen. Das Verhalten der Beweglichkeit und der Widerstandskorrekturen bei Erhöhung der Gatespannung kann durch eine Vergrößerung des Abstandes des 2D-Rückkontaktes zu den in diesen Proben dominierenden Streupotenzialen erklärt werden.

Für die Untersuchung der Fähigkeit eines 2DEGs ein elektrisches Feld abzuschirmen, wurden Proben präpariert, so dass eine selektive Kontaktierung der zwei enthaltenen Quantum Wells möglich war, die in den Proben einen Abstand von 20 nm haben. Die Messgröße ist in diesem Verfahren proportional zur inversen thermodynamischen Zustandsdichte. Die Ladungsträgerdichten im unteren und oberen

Quantum Well wurden über zwei Gates auf der Vorder- und Rückseite der Probe verändert. Messungen mit und ohne Magnetfeld zeigen eine deutliche Abweichung der Zustandsdichte vom Modell des nicht wechselwirkenden 2DEGs. Statt dessen zeigt sich ein Verhalten in Abhängigkeit von der Elektronendichte, das charakteristisch für Vielteilchenwechselwirkungen im 2DEG ist. Die Auswertungen der Messungen sind in qualitativer Übereinstimmung mit einer Beschreibung der thermodynamischen Zustandsdichte in der Hartree-Fock Näherung, die die Austauschwechselwirkung berücksichtigt. In einer Probe, in der das 2DEG durch eine Wachstumsunterbrechung im Quantum Well voraussichtlich stärker gestört ist, ist die Abschirmung des untersuchten 2DEG nicht so stark von der Ladungsträgerdichte abhängig und ähnelt in seinem Verhalten mehr einem 2DEGs ohne Vielteilchenwechselwirkungen. Eine Struktur im resistiven Anteil dieser Messungen trat bei unterschiedlichen Ladungsträgerdichten des oberen Quantum Well auf, wenn die Dichte des unteren Quantum Wells verändert wurde. Dieser Effekt wurde als resonantes 2D-2D-Tunneln gedeutet. Untersuchungen im parallelen und senkrechten Magnetfeld festigen diese Vermutung.

Weiterhin wurde der Magnetowiderstand eines 2DEGs untersucht, dass sich in einem durch interdigitale Gates induzierten lateralen Übergitters befindet. Es wurden für diese 2DEGs typischen Kommensurabilitätsoszillationen und der Effekt des positiven Magnetowiderstandes beobachtet. Bei kurzgeschlossen Gates wurden in Messungen entlang der [010]-Richtungen des Halbleiters nahezu keine und in den Richtungen [-110] und [110] deutliche Oszillationen beobachtet und mit dem piezoelektrischen Verhalten von GaAs erklärt. Durch Veränderung der Spannung zwischen den beiden Gabeln des interdigitalen Gates ist es möglich, die Amplitude des lateralen Übergitters in einem weiten Bereich einzustellen ohne die Ladungsträgerdichte im 2DEG zu verändern. Die Potenzialstärken wurden durch eine mathematische Anpassung der Magnetotransportkurven ermittelt. Eine Dämpfung der Amplitude der Kommensurabilitätsoszillationen bei kleinen Magnetfelder wurde, wie sie durch Klein-Winkel-Streuung verursacht wird, wurde in der Anpassung der Daten berücksichtigt und beschrieb die Messungen gut. In einem Vergleich der so bestimmten Werte für die Potenzialstärke mit einem Modell für die elektrostatische Modulation wurde eine schlechte Übereinstimmung gefunden. Im Gegensatz dazu liefert ein einfaches Modell für Leitfähigkeit bei $B=0$ T in einem lateralen Übergitter eine gute Beschreibung der Potenzialstärken.

In dieser Arbeit wird eine ganze Reihe von Effekten diskutiert, die bei der Untersuchung der elektronischen Eigenschaften eines 2DEGs auftreten können und die bestätigen, dass ein 2DEG ein sehr komplexes System ist. Es wird insbesondere dann deutlich, wenn das 2DEG Potenzialen in der Umgebung ausgesetzt ist, die zufällig oder mit einer gewissen räumlichen Ordnung verteilt sind. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, werden derartige Potenziale, sei es ungewollt oder gewollt, durch geladene Dotieratome, durch einen verspannten Halbleiter unter einem Gate usw. hervorgerufen. Systeme in denen unterschiedlichen Mechanismen der Übertragung der Potenziale in die Ebene des 2DEGs eine Rolle spielen und in denen die

Reaktion des 2DEGs in Form einer Abschirmung dieser Potenziale berücksichtigt werden muss, sind theoretisch sehr schwer zu behandeln und sind weitestgehend unverstanden.

Mit dem Bestreben Quantenpunkte insbesondere in Kombination mit 2DEGs in Halbleiterbauelementen einzusetzen, stellt sich natürlich die Frage nach dem Einfluss von Quantenpunkten auf die elektronischen Eigenschaften eines 2DEGs. Der Einfluss wird sicherlich nicht nur durch das Coulombpotenzial mit Falle eines mit Ladungsträgern besetzten Quantenpunktes bestimmt. Die in der Umgebung der Quantenpunkte vorliegende Verspannung des Halbleiters wird das 2DEG ebenfalls beeinflussen. Eine sehr direkte Methode zur Untersuchung eines 2DEGs, das unter dem Einfluss des Spannungsfeldes von Quantenpunkten steht, ist die von Eisenstein *et al.* entwickelte und in dieser Arbeit beschriebene Felddurchdringungsmethode. In dieser Arbeit wurde unter Anwendung dieser Methode beobachtet, dass sich das Abschirmverhalten eines 2DEGs durch Einbringung eines Störpotenzials verändert. In das 2DEG gewachsene InAs-Quantenpunkte könnten die in dieser Arbeit erwähnten Beobachtungen von Zhukov *et al.* durch diese Untersuchungsmethode ergänzen [Zhukov03].

Für eine Adressierung im Einsatz von Quantenpunkten als Speicherelemente ist eine Ordnung der InAs-Quantenpunkte in Ebene wünschenswert. Sind die Quantenpunkte erst einmal tief in einer Heterostruktur eingebaut, ist es nicht mehr möglich, eine laterale Ordnung durch oberflächensensitive Untersuchungsmethoden wie der Rasterkraftmikroskopie zu bestimmen. Möglicherweise gibt eine (in Bezug auf Kristallrichtungen) richtungsabhängige Untersuchung des Magnetowiderstandes eines 2DEG in der Nähe von InAs-Quantenpunkten Aufschluss über den Erfolg von Maßnahmen zur lateralen Anordnung der Quantenpunkte. Wenngleich Kommensurabilitätsoszillationen aufgrund der voraussichtlich kleinen mittleren freien Weglänge der Elektronen im 2DEG in diesen Proben vermutlich nicht zu beobachten sein werden, so könnten doch andere in dieser Arbeit diskutierte Effekte, wie z.B. der PMR untersucht werden.

Die in dieser Arbeit auf einer HEMT-Struktur präparierten Streifengates könnten mit den untersuchten MIS-Strukturen mit 2D-Rückkontakt und InAs-Quantenpunkten kombiniert werden, um Quantenpunkte, die keine laterale Ordnung besitzen, unterhalb der Gates mit einer definierten Anzahl von Elektronen zu besetzen und somit zumindest in der Besetzung der Quantenpunkte eine räumliche Periodizität hervorzurufen. Über die in den Magnetotransport-Messungen beobachtbaren Effekte ließe sich vielleicht weiteres über den Einfluss von InAs-Quantenpunkten auf die elektronischen Eigenschaften von 2DEGs lernen.

Anhang A

Schichtenfolge der Proben

Die Reihenfolge der im folgenden aufgeführten Schichten der Proben ist umgekehrt zu der Reihenfolge, in der die Schichten in der MBE gewachsen wurden.

Probe HH753	(HEMT)	
5 nm	GaAs	Deckschicht
57 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
30 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
1000 nm	GaAs	Buffer
Probe HH799	(Doppel Quantum Well)	
10 nm	GaAs	Deckschicht
400 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	
57 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
40 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
15 nm	GaAs	oberer QW
20 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Barriere
10 nm	GaAs	unterer QW
40 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
57 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
400 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	

Probe HH931	(MIS-Diode mit QP)	
2 ML		InAs-QP
7 nm	GaAs	Deckschicht
80 nm	16 x 2.5nmAlAs/2.5nmGaAs	Superlattice
30 nm	GaAs	cap
2 ML		InAs-QP
20 nm	GaAs	Tunnelbarriere
25 nm	GaAs	Dotierschicht ($9.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
200 nm	GaAs	
Probe HH939	(MIS-Diode mit QP und 2D-Rückkontakt)	
2 ML		InAs-QP
7 nm	GaAs	Deckschicht
80 nm	2.5nmAlAs/2.5nmGaAs	Superlattice
33 nm	GaAs	cap
2 ML		InAs-QP
40 nm	GaAs	Tunnelbarriere
15 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
30 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
200 nm	GaAs	
Probe HH1072	(Doppel Quantum Well mit Wachstumsunterbrechung)	
10 nm	GaAs	Deckschicht
400 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	
57 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
40 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
10 nm	GaAs	$T_{Manip} = 570^\circ\text{C}$
0.75 nm	GaAs	$T_{Manip} = 530^\circ\text{C}$
5 nm	GaAs	$T_{Manip} = 570^\circ\text{C}$
15 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Barriere
20 nm	GaAs	unterer QW
40 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	spacer
57 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	Dotierschicht ($1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
400 nm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	

Probe HH1267/HH1286	(gestapelte Dots in MIS)	
2 ML		InAs-QP
7 nm	GaAs	Deckschicht
80 nm	16 x 2.5nmAlAs/2.5nmGaAs	Superlattice
30 nm	GaAs	cap
2 ML		InAs-QP
3/7 nm (HH1286/HH1267)	GaAs	Barriere
2 ML		InAs-QP
20 nm	GaAs	Tunnelbarriere
25 nm	GaAs	Dotierschicht ($9.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
200 nm	GaAs	

Anhang B

Prozessparameter für die Probenpräparation

B.1 Präparation zur Kapazitätsspektroskopie

Schutzlack	
Brechen	ca. 5x5 mm
Reinigung	
Aufbringen des Indium	Temperatur des LötKolbens: 350°C
Einlegieren	2 min @ 400 °C
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Gates	CI2 9 s
Therm. Bedampfung	10 nm Ni/Cr
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall

B.2 Präparation zum Magnetotransport an MIS-Strukturen mit 2D Rückkontakt

Schutzlack	
Brechen	ca. 5x5 mm
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung des 1. Hall-Bars	CI2, 9 s.
Entwicklung	45 s
Naßchemisches Ätzen	2 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Kontakte	CI2, 9 s.
Entwicklung	45 s
E-Beam Bedampfung	25 nm AuGe/5 nmNi/25 nm AuGe
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Einlegieren	1 min @ 400 °C
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung des Gates	CI2 9 s
Entwicklung	45 s
Therm. Bedampfung	5 nm Cr/ 15 nm Au
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung des 2. Hall-Bars	CI2, 9 s
Naßchemisches Ätzen	2 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	

B.3 Präparation zur Messung der Kompressibilität eines 2DEGs

Vorderseite:

Schutzlack	
Brechen	6x5 mm
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der 1. Mesa	CI2, 9 s.
Naßchemisches Ätzen	3 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Kontakte	CI2, 9 s.
Entwicklung	45 s
E-Beam Bedampfung	25 nm AuGe/5 nmNi/25 nm AuGe
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Einlegieren	2 min @ 400 °C
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung des Gates	CI2 9 s
Entwicklung	45 s
Therm. Bedampfung	5 nm Cr/ 15 nm Au
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der 2. Mesa	CI2, 9 s
Naßchemisches Ätzen	3 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	

Rückseite:

Aufkleben d. Probe mit Wachs	
Mechanisches Dünnen	mit Wasser auf Schleifpapier bis auf 150 μm
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Ätzgruben	Cl2 20 s
Entwicklung	45 s
Naßchemisches Ätzen	2 h 45 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	
Chemisches Polieren	8 min in Br:Methanol (1:19)
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Gates	Cl2 20 s
Entwicklung	45 s
Therm. Bedampfung	5 nm Cr/ 15 nm Au
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall

B.4 Präparation zum Magnetotransport unter interdigitalen Gates

Schutzlack	
Brechen	ca. 5x5 mm
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Mesa	CI2, 9 s.
Naßchemisches Ätzen	2 min in H3PO4:H2O2:H2O (1:10:100)
Reinigung	
Belacken S1813	5000 U/min, 255 Rampe, 30 s
Ausbacken 1/2 h @ 80 °C	
Belichtung der Kontakte	CI2, 9 s.
Entwicklung	45 s
E-Beam Bedampfung	25 nm AuGe/5 nmNi/25 nm AuGe
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Einlegieren	1 min @ 400 °C
Reinigung	
Belackung der 1. Schicht 50k	PMMA, 6000 U/min, 255 Rampe, 60 s
Ausbacken 1 h bei 180 °C	
Belackung der 2. Schicht	950k PMMA, 6000 U/min, 255 Rampe, 60 s
Ausbacken 1 h bei 180 °C	
REM-Belichtung der Gates	Beschleunigungsspannung 10 kV, Vegrößerung: 360, Dosis: 169 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Entwicklung	90 s in Allresist Developer
Stoppen der Entwicklung	30 s in Allresist Stopper
Barreln	45 s
HCl-Dip	3 s anschl. unter fließend Wasser abspülen
Therm. Bedampfung	30 nm Ti
Lift-Off	10 min in kochendem Aceton anschl. kurz Ultraschall
Belackung	600k PMMA, 6000 U/min, 255 Rampe, 60 s
Ausbacken 1 h bei 180 °C	
REM-Belichtung der Ätzgräben	Beschleunigungsspannung 10 kV, Vegrößerung: 360, Dosis: 169 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Entwicklung	90 s in Allresist Developer
Stoppen der Entwicklung	30 s in Allresist Stopper
Barreln	45 s
Naßchemisches Ätzen	35 s in H2SO4:H2O2:H2O (1:1:10)
Reinigung	

Anhang C

Probenstab

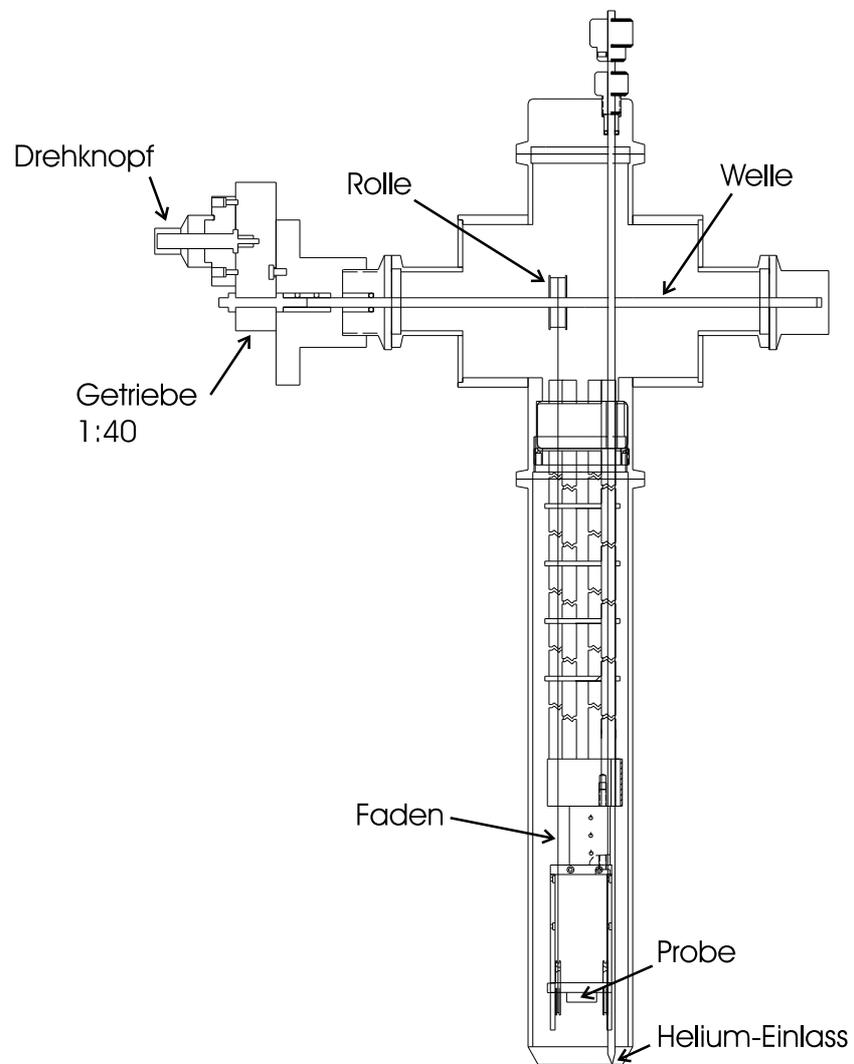


Abb. 44: Probenstab mit drehbarem Probenhalter

Der Probenstab in Abb. 44 kann in einen sogenannten VTI (variable temperature insert) eingesetzt werden, um temperaturabhängige Messungen vorzunehmen. Mit der abgebildeten Stange, die senkrecht durch den gesamten Probenstab verläuft, lässt sich ein Nadelventil im Fußboden des VTI einstellen, durch das das Helium in den VTI dringt und am Kopf des Probenstabes wieder herausgepumpt wird. Über eine Heizung, die sich in der Nähe der Probe befindet, wird, zusammen mit dem Heliumfluß, die Temperatur im VTI geregelt.

Weiterhin lässt sich die Probe um 90° kippen. Dazu ist der Probenhalter drehbar gelagert und mit einem Faden verbunden. Der Faden wird an einem Ende durch eine Feder immer in eine Richtung eines Anschlages gezogen, so dass an dieser Stelle kein Spiel auftritt. Im Kopf des Probenstabes endet die andere Seite des Fadens auf einer Rolle. Die Rolle wird über eine Welle gedreht die über einem Getriebe mit einem Stellknopf auf der Außenseite des Kopfes verbunden. Das Getriebe hat Übersetzung von 1:40. Bei zehn vollständigen Umdrehungen des Stellknopfes dreht sich die Probe um 90° . Die elektrische Verbindung zur Probenträgeraufnahme besteht aus lackierten Kupferdrähten, die auch bei tiefen Temperaturen flexibel sind.

Anhang D

Messprogramme

In fast allen in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen war es notwendig, eine Messgröße wie z.B. die differentielle Kapazität in Abhängigkeit von den zwei Parametern Gatespannung und Magnetfeld zu untersuchen. Ein Messzyklus, in dem die Abhängigkeit von zwei Parametern untersucht wurde, ist sehr zeitaufwendig. Deshalb wurden in dieser Arbeit die Programme *MagnetoGateCapacity.vi* und *MagnetoGateTransport.vi* geschrieben und verwendet, um jeweils einen der beiden Parameter praktisch kontinuierlich, den anderen schrittweise zu verändern. Alle Geräte werden dabei vom Computer gesteuert. Die beiden Programme wurden in LabView der Firma National Instruments entwickelt und sind auf den beiden Transportmessplätzen der Gruppe installiert

Die Bedienung der beiden Programme ist selbst erklärend. Deshalb soll an dieser Stelle nur kurz auf die Fähigkeiten der Programme und die vom Nutzer erforderlichen Eingaben eingegangen werden. Das Programm *MagnetoGateCapacity.vi* nimmt Kapazitätsspektren auf und verändert das Magnetfeld schrittweise. Vom Nutzer wird die Eingabe der GPIB-Adressen aller verwendeten Geräte (Lock-In, Magnetnetzteil, Gatespannungsquelle) erwartet. Weiterhin müssen die minimale, die maximale Gatespannung und die Schrittweite sowie die Wartezeit nach einem Schritt der Gatespannung angegeben werden. Dem Lock-In muss mitgeteilt werden, wie groß die Wartezeit zwischen zwei Messwerten sein soll. Die Magnetfelder, die vom Programm angefahren werden sollen, können dem Programm alternativ einzeln oder durch die Angabe des maximalen und minimalen Magnetfeldes und der Schrittweite mitgeteilt werden.

Die Daten werden in einem vom Nutzer wählbares Verzeichnis und für das Programm Origin lesbares Format abgelegt. Vom Nutzer wird die Angabe eines Dateinamens erwartet. Das Programm speichert die Messdaten für jedes Magnetfeld in eine separate Datei und ergänzt den Dateinamen um ein Kürzel, aus dem das während der Messung angelegte Magnetfeld erkenntlich ist.

Das Programm *MagnetoGateTransport.vi* fährt das Magnetfeld durch und verändert von einer zur nächsten Kurve die Gatespannung. Ansonsten sind die bisherigen Beschreibungen auf dieses Programm übertragbar.

Literaturverzeichnis

- [Ando74] T. Ando
Theory of quantum transport in atwo-dimensional electron system under magnetic fields. IV. Oscillatory conductivity.
J. Phys. Soc. Japan **37**, 1233 (1974).
- [Beenakker89] C. Beenakker
Guiding-Center-Drift Resonace in a Periodically Modulated Two-Dimensional Electron Gas
Phys.Rev.Lett. **62** (17), 2020 (1989).
- [Beton90] P. Beton, E. Alves, P. Main, L. Eaves, M. Dellow, M. Henini, O. Hughes, S. Beaumont und C. Wilkinson
Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a strong periodic potential
Phys.Rev.B **42** (14), 9229 (1990).
- [Beton91] P. Beton, M. Dellow, P. C. Main, E. S. Alves, L. Eaves, S. P. Beaumont und C. D. W. Wilkinson
Magnetic breakdown of a two-dimensional electron gas in a periodic potential
Phys.Rev.B **43**, 9980 (1991).
- [Bimberg99] D. Bimberg, M. Grundmann und N. N. Ledentsov
Quantum dot heterostructures
Wiley, Chichester/New York (1999).
- [Bishop82] D. J. Bishop, R. C. Dynes und D. C. Tsui
Magnetoresistance in Si metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: Evidence of weak localization and correlation
Phys.Rev.B **26**, 773 (1982).
- [Boggild95] P. Boggild, A. Boisen, K. B. nad C. B. Sorensen, R. Taboryski und P. E. Lindelof
Effects of small-angle scattering on Weiss oscillations in a GaAs lateral superlattice
Phys.Rev.B **51** (11), 7333 (1995).

- [Bolz03] A. Bolz
X-Ray diffraction on InAs quantum dots
Dissertation, Hamburg (in Arbeit).
- [Calmels96] L. Calmels und A. Gold
Compressibility of the electron gas: Analytical results for width effects within Hartree-Fock approximation
Phys.Rev.B **53**, 10846 (1996).
- [Coleridge89] P. T. Coleridge, R. Stoner und R. Fletcher
Low-field transport coefficients in GaAs/AlGaAs heterostructures
Phys.Rev.B **39**, 1120 (1989).
- [Davies94] J. H. Davies und I. A. Larkin
Theory of potential modulation in lateral surface superlattices
Phys.Rev.B **49** (7), 4800 (1994).
- [Davies95] J. H. Davies, I. A. Larkin und E. V. Sukhorukov
Modeling the patterned two-dimensional electron gas: Electrostatics
J.Appl.Phys. **77** (9), 4504 (1995).
- [Dolgopopolov97] V. T. Dolgopopolov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus und M. Holland
Direct measurement of the spin gap in the two-dimensional electron gas of AlGaAs-GaAs heterojunctions
Phys.Rev.Lett. **79**, 729 (1997).
- [Dorozhkin01] S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, R. J. Haug und K. Ploog
Comparison between the compressibility of the zero field and composite-fermion metallic states of the two-dimensional electron system
Phys.Rev.B **63**, 121301 (2001).
- [Dresselhaus92] P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, R. G. Wheeler und R. N. Sacks
Observation of spin precession in GaAs inversion layers using antilocalization
Phys.Rev.Lett. **68**, 106 (1992).
- [Drexler94] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus und P. M. Petroff
Spectroscopy of quantum levels in charge-tunable InGaAs quantum dots
Phys.Rev.Lett. **73**, 2253 (1994).

- [Eisenstein92a] J. P. Eisenstein
New Transport phenomena in coupled quantum wells
Superlattices and Microstructures **12**, 107 (1992).
- [Eisenstein91] J. P. Eisenstein, T. J. Gramila, L. N. Pfeiffer und K. W. West
Probing a two-dimensional fermi surface by tunneling
Phys.Rev.B **44** (12), 6511 (1991).
- [Eisenstein90] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West
Independently contacted two-dimensional electron systems in double quantum wells
Appl.Phys.Lett. **57** (22), 2324 (1990).
- [Eisenstein92b] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und K. W. West
Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases
Phys.Rev.Lett. **68**, 674 (1992).
- [Eisenstein94] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer und 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).
- [Endo00] A. Endo, S. Katsumoto und Y. Iye
Envelope of commensurability magnetoresistance oscillation in unidirectional lateral superlattices
Phys.Rev.B **62**, 16761 (2000).
- [Fabian99] J. Fabian und S. D. Sarma
Spin relaxation of conduction electrons
J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Fang90] Z. M. Fang, K. Y. Ma, D. H. Jaw, R. M. Cohen und G. B. Stringfellow
Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy
J.Appl.Phys. **11**, 7034 (1990).
- [Finley98] J. J. Finley, M. Skalitz, M. Arzberger, A. Zrenner, G. Böhm und G. Abstreiter
Electrical detection of optically induced charge storage in self-assembled InAs quantum dots
Appl.Phys.Lett. **73**, 2618 (1998).

- [Fock28] V. Fock
Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld
Z.Phys. **47**, 446 (1928).
- [Fry00] P. W. Frey, J. J. Finley, L. R. Wilson, A. Lemaitre, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill und J. C. Clark
Electric-field dependent carrier capture and escape in self-assembled InAs/GaAs quantum dots
Appl.Phys.Lett. **77** (26), 4344 (2000).
- [Fricke96] M. Fricke, A. Lorke, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff
Shell structure and electron-electron interaction in self-assembled InAs quantum dots
Europhysics Lett. **36**, 197 (1996).
- [Geim92] A. K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S. V. Dubonos und P. E. Lindelof
High-field magnetoresistance in a periodical modulated two-dimensional electron gas
Phys.Rev.B **46** (7), 4324 (1992).
- [Gerhardts92] R. R. Gerhardts
Quasiclassical calculation of magnetoresistance oscillations of a two-dimensional electron gas in an harmonic lateral superlattice potential
Phys.Rev.B **45**, 3449 (1992).
- [Gerhards89] R. R. Gerhardts, D. Weiss und K. v. Klitzing
Novel magnetoresistance Oscillations in aperiodically modulated two-dimensional electron gas
Phys.Rev.Lett. **62**, 1173 (1989).
- [Goldstein85] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse und G. L. Roux
Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices
J.Appl.Phys. **47**, 1099 (1985).
- [Gornik85] E. Gornik, R. Lassing, G. Strasser, H. L. Störmer, A. C. Gossard und W. Wiegmann
Specific heat of two-dimensional electrons in GaAs/AlGaAs multilayers
Phys.Rev.Lett. **54**, 1820 (1985).

- [Hallam96] L. D. Hallam, J. Weis und P. A. Maksym
Screening of the electron-electron interaction by gate electrodes in semiconductor quantum dots
Phys.Rev.B **53**, 1452 (1996).
- [Hansen89] W. Hansen, I. T. P. Smith, K. Y. Lee, J. A. Brum, C. M. Knoedler, J. M. Hong und D. P. Kern
Zeeman bifurcation of quantum dot spectra
Phys.Rev.Lett. **62**, 2168 (1989).
- [Henkmann98] J. Henkmann
Kapazitätsspektroskopie an MIS-Strukturen und Aufbau eines Kryorasterkapazitätsmikroskops
Diplomarbeit, Hamburg (1998).
- [Hohberger01] E. M. Höhberger, A. Lorke, W. Wegscheider und M. Bichler
Adiabatic pumping of two-dimensional electrons in a ratchet-type lateral superlattice
Appl.Phys.Lett. **78** (19), 2905 (2001).
- [Hirakawa86] K. Hirakawa und H. Sakaki
Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heterojunctions with controlled electron concentrations
Phys.Rev.B **33**, 8291 (1986).
- [semicond] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>.
- [Kelly95] M. J. Kelly
Low dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices
Clarendon Press, Oxford (1995).
- [vonKlitzing80] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper
New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance
Phys.Rev.Lett. **45**, 494 (1980).
- [Kotthaus82] J. P. Kotthaus und D. Heitmann
Surf. Sci. **113**, 481 (1982).
- [Kucera97] J. Kucera, P. Streda und R. R. Gerhardts
Semiclassical magnetotransport theory for two-dimensional electron systems in lateral superlattices
Phys.Rev.B **55** (21), 14439 (1997).

- [Stark67] R. W. S. und L. M. Falikov
Magnetic breakdown in metals
Low temperature physics **V**, 235 (1967).
- [Larkin97] I. A. Larkin, J. H. Davies, A. R. Long und R. Cusco
Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. II. Piezoelectric effect
Phys.Rev.B **56** (23), 15242 (1997).
- [Lee85] P. Lee und T. Ramakrishnan
Disordered electronic systems
Reviews of modern physics **57**, 287 (1985).
- [Lin84] B. J. F. Lin, M. A. Paalanen, A. C. Gossard und D. C. Tsui
Weak localization of two-dimensional electrons in GaAs-AlGaAs heterostructures
Phys.Rev.B **29**, 927 (1984).
- [Long99] A. R. Long, E. Skuras, S. Vallis, R. Cusco, I. A. Larkin, J. H. Davies und M. C. Holland
Potential modulation by strain in lateral surface superlattices
Phys.Rev.B **69** (3), 1964 (1999).
- [Luyken99] R. J. Luyken, A. Lorke, M. Fricke, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff
Coulomb-coupling in vertically aligned self-assembled InAs quantum dots
Nanotechnology **10**, 14 (1999).
- [Luyken98a] R. J. Luyken, A. Lorke, A. M. Song, M. Streibl, J. P. Kotthaus, C. Kadow, J. H. English und A. C. Gossard
Highly anharmonic potential modulation in lateral superlattices fabricated using epitaxial InGaAs stressors
Appl.Phys.Lett. **73** (8), 1110 (1998).
- [Mahan90] G. D. Mahan
Many-particle physics
Plenum, New York (1990).
- [Mani88] R. G. Mani und J. R. Anderson
Study of the single-particle and transport lifetimes in GaAs/AlGaAs
Phys.Rev.B **37**, 4299 (1988).
- [Meirav90] U. Meirav, M. A. Kastner und S. J. Wind
Single-electron charging and periodic conductance resonances in

- GaAs nanostructures*
Phys.Rev.Lett. **65**, 771 (1990).
- [Miller98] B. T. Miller
Hochauflösende Kapazitätsspektroskopie an selbstorganisierten Quantenpunkten
Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1998).
- [Miller97] B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus, R. J. Luyken, A. Lorke, J. P. Kotthaus, S. Huant, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff
Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots
Phys.Rev.B **56**, 6764 (1997).
- [Miller03] J. B. Miller, D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, Y. B. Layanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman und A. C. Gossard
Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport
Phys.Rev.Lett. **90**, 76807 (2003).
- [Mirlin01] A. D. Mirlin, E. Tsitsishvili und P. Wölfle
Magnetotransport in lateral superlattices with small-angle impurity scattering: Low-field magnetoresistance
Phys.Rev.B **64**, 1253319 (2001).
- [Mirlin98] A. D. Mirlin und P. Wölfle
Weiss oscillations in the presence of small-angle impurity scattering
Phys.Rev.B **58**, 12986 (1998).
- [Nagano84] S. Nagano, K. S. Singwi und S. Ohnishi
Correlations in a two-dimensional quantum electron gas: The ladder approximation
Phys.Rev.B **29**, 1209 (1984).
- [Paltiel97] Y. Paltiel, U. Meirav, D. Mahalu und H. Shtrikman
Envelope of Weiss oscillation and the role of disorder in surface superlattices
Phys.Rev.B **56** (11), 6416 (1997).
- [Pi01] M. Pi, A. Emperador, M. Barrance, F. Garcias, K. Muraki, S. Tarucha und D. G. Austing
Dissociation of vertical demiconductor diatomic molecules
Phys.Rev.Lett. **87**, 66801 (2001).
- [Reed88] M. A. Reed, J. N. Randall, R. J. Aggarwal, R. J. Matyi, T. M. Moore und A. E. Wetsel

- Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure*
Phys.Rev.Lett. **60**, 535 (1988).
- [Ribeiro99] E. Ribeiro, R. D. Jäggi, T. Heinzl, K. Ensslin, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff
Metal-Insulator Transition in a disordered Two-dimensional Electron gas in GaAs-AlGaAs at zero magnetic field
Phys.Rev.Lett. **82** (5), 996 (1999).
- [Sakaki95] H. Sakaki, G. Yusa, T. Someya, Y. Ohno, T. Noda, H. Akiyama, Y. Kadoya, und H. Noge
Transport properties of two-dimensional electron gas in Al-GaAs/GaAs selectively doped heterojunctions with embedded InAs quantum dots
Appl.Phys.Lett. **67** (23), 3444 (1995).
- [DasSarma85] S. D. Sarma und F. Stern
Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas
Phys.Rev.B **32**, 8442 (1985).
- [Schmidt98] K. H. Schmidt, U. Kunze, G. Medeiros-Ribeiro, J. M. Garcia, P. Wellmann und P. M. Petroff
Field dependent carrier dynamics and charged excitons in InAs self-assembled quantum dots
Physica E **2**, 627 (1998).
- [Schulz] S. Schulz, S. Schnüll, C. Heyn, und W. Hansen
Charge-State Dependence of InAs Quantum-Dot Emission Energies
(submitted to Phys. Rev. B).
- [Skuras97] E. Skuras, A. R. Long, I. A. Larkin, J. H. Davies und M. C. Holland
Anisotropic piezoelectric effect in lateral surface superlattices
Appl.Phys.Lett. **70**, 871 (1997).
- [Smoliner89] J. Smoliner, W. Demmerle, G. Bertholda, E. Gornik, G. Weimann und W. Schlapp
Momentum conservation in tunneling processes between barrier-separated 2D-electron-gas systems
Phys.Rev.Lett. **62**, 2116 (1989).
- [Soibel97] A. Soibel, U. Meirav, D. Mahalu und H. Shtrikman
Magnetoresistance in a back-gated surface superlattice
Phys.Rev.B **55** (7), 4482 (1997).

- [Stern67] F. Stern
Phys.Rev.Lett. **18**, 546 (1967).
- [Stormer83] H. L. Stormer, T. Haavasoja, V. Narayanamurti, A. C. Gossard und W. Wiegmann
Observation of the de Haas-van Alphen effect in a two-dimensional electron system
J. Vac. Sci. Technol. B **2**, 423 (1983).
- [Stranski39] J. N. Stranski und L. von Krastanov
Akad. Wiss. Lit. Mainz Math.-Natur. Kl. Iib **146**, 797 (1939).
- [Streda90] P. Streda und A. H. MacDonald
Magnetic breakdown and magnetoresistance oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron gas
Phys.Rev.B **41**, 11892 (1990).
- [Stoermer79] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Weigmann und M. D. Sturge
Solid State Commun. **29**, 705 (1979).
- [Studenikin03] S. Studenikin, P. Coleridge, N. Ahmed, P. Poole und A. Sachrajda
Experimental study of weak antilocalization effects in a high-mobility InGaAs/InP quantum well
Phys.Rev.B **68**, 35317 (2003).
- [Tarucha96] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage und L. P. Kouwenhoven
Shell Filling and Spin Effects in a Few Electron Quantum Dot
Phys.Rev.Lett. **77**, 3613 (1996).
- [Tsui82] D. C. Tsui, H. L. Stormer und A. C. Gossard
Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit
Phys.Rev.Lett. **48**, 1559 (1982).
- [Warburton98] R. J. Warburton, B. T. Miller, C. S. Dürr, C. Bödefeld, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff und S. Huan
Coulomb interactions in small charge-tunable quantum dots: A simple modell
Phys.Rev.B **58** (24), 16221 (1998).
- [Weichsel00] C. Weichsel
Kapazitätsspektroskopie an selbstorganisiert gewachsenen InAs-Quantenpunkten
Diplomarbeit, Hamburg (2000).

- [Weiss88] D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog und G. Weimann
In High Magnetic Fields in Semiconductor Physics II, edited by G. Landwehr, Springer Series in Solid-State Science Vol. 87 (Springer, Berlin, 1988), p.357.
- [Winkler89] R. W. Winkler, J. P. Kotthaus und K. Ploog
Landau-Band Conductivity in a two-dimensional electron system modulated by an artificial one-dimensional superlattice potential
 Phys.Rev.Lett. **62**, 1177 (1989).
- [Wojs96] A. Wojs und P. Hawrylak
Charging and infrared spectroscopy of self-assembled quantum dots in a magnetic field
 Phys.Rev.B **53**, 10841 (1996).
- [Xie95] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen und N. P. Kobayashi
Vertically Self-Organized InAs Quantum Box Islands on GaAs(100)
 Phys.Rev.Lett. **75**, 2542 (1995).
- [Yusa97] G. Yusa und H. Sakaki
Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor
 Appl.Phys.Lett. **70**, 345 (1997).
- [Zhang00] K. Zhang
Molecular beam epitaxy growth and structural property of self-assembled InAs quantum dots on GaAs
 Dissertation, Hamburg (2000).
- [Zhukov03] A. A. Zhukov, C. Weichsel, S. Beyer, S. Schnüll, C. Heyn und W. Hansen
Transport properties of a two-dimensional electron gas in the vicinity of quantum dots in the limit of strong disorder
 Phys.Rev.B **67**, 125310 (2003).

Tagungsbeiträge und Veröffentlichungen

Ch. Weichsel, I. Pallecchi, S. Schnüll, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Einfluss von InAs Quantenpunkten auf die Zustandsdichte eines 2DEGs“, Vortrag bei der DPG-Frühjahrstagung 2001 in Hamburg

Ch. Weichsel, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Two-dimensional transport in the vicinity of self-assembled grown quantum dots“, Vortrag beim Workshop des Graduiertenkollegs: Physik nanostrukturierter Festkörper und des Graduiertenkollegs: Felder und Atome - Atome und lokalisierte Felder 2001 in Weißenhäuser Strand

Ch. Weichsel, A.A. Zhukov, W. Thureau, S. Schnüll, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Transport of a HEMT-2DEG structure in the vicinity of quantum dots“, Posterbeitrag bei der DPG-Frühjahrstagung 2002 in Regensburg

Ch. Weichsel, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Measurement of the compressibility of a two-dimensional electron system“, Vortrag beim Workshop des Graduiertenkollegs: Physik nanostrukturierter Festkörper und des Graduiertenkollegs: Stark korrelierte Vielteilchensysteme 2002 in Wismar

D. Schuster, Ch. Weichsel, S. Schnüll, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Kommensurabilitätsoszillationen in abstimmbaren Potenzialen unter interdigitalen Feldeffektelektroden“, Posterbeitrag bei der DPG-Frühjahrstagung 2003 in Dresden

A. A. Zhukov, Ch. Weichsel, S. Beyer, S. Schnüll, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Transport properties of a two-dimensional electron gas in the vicinity of quantum dots in the limit of strong disorder“, Phys. Rev. B **67**, 125310 (2003).

Ch. Weichsel, D.Schuster, Ch. Heyn, and W. Hansen, “Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas with tunable periodic lateral modulation by interdigital gates“, bei Superlattices and Microstructures eingereicht

Danksagung

- Prof. Dr. Wolfgang Hansen für die interessante Aufgabenstellung und dafür, dass er sich immer Zeit für die Beantwortung meiner Fragen genommen hat.
- Prof. Dr. Detlef Heitmann für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- Sandra Schnüll, Stephan Schulz, Dr. Christian Heyn, die für mich die Proben gewachsen haben.
- Allen Mitgliedern der Gruppen W, H und N für die gute Zusammenarbeit.
- Insbesondere Ditmar Schuster und Dr. Alexey Zhukov für die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der COs und QP.
- In aufsteigender Größe: Tigerchen, Mausekind, Hieronimus, Herkulinchen, Charly, Brommel, Paulinchen, Dina, Fritzchen, Danny, Muckel, Josie, Nelson, meinen Eltern, Jiny, Nicki, Margy, Senor und Mister Ed für ihre Begrüßung am Freitag abend, die mich werktags dazu veranlasste, mich darauf zu freuen, am Wochenende nach Flinten zu fahren.