
**Transporteigenschaften
von Quantenpunktkontakten
und Quantenpunkten**
**Untersuchung von Leitwertanomalien und
Nanostrukturierung mit Resorcinarene-Lack**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard Karls Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
Monika Fleischer
aus Villingen-Schwenningen

2006

Dekan: Prof. Dr. N. Schopohl

1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. A. Wharam

2. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Kölle

Tag der mündlichen Prüfung: 8.12.2006

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
1 Einleitung	1
2 Theoretischer Hintergrund	3
2.1 Mesoskopische Physik	3
2.2 Quantenpunktkontakte	5
2.3 Quantenpunkte	15
3 Probenherstellung	25
3.1 Substrat	25
3.2 Masken	25
3.3 Optische Lithografie	26
3.4 Elektronenstrahl-Lithografie	29
3.5 Bonden	30
4 Messaufbau	31
4.1 Messtechnik	31
4.2 Glaskryostat	36
4.3 Entmischungskryostat	37
4.4 Tiefe Temperaturen	39
5 Kontaktierung und Charakterisierung	47
5.1 Ohmsche Kontakte	47
5.2 Charakterisierung des 2DEGs durch den Quanten-Hall-Effekt	67
6 Messungen an Quantenpunktkontakten	71
6.1 Lineare Transportuntersuchungen	71
6.2 Nichtlineare Transportuntersuchungen	91
6.3 Kondoeffekt und Zero-Bias-Anomaly	111
6.4 Simulation nichtlinearer Transportuntersuchungen	123
6.5 Interpretation der Messdaten	127
7 Proben mit Resorcinarene-Lack	133
7.1 Herstellungsverfahren für Nanostrukturen	133
7.2 Calixarene & Resorcinarene	135

Inhaltsverzeichnis

7.3	Proben mit Resorcinarene-Strukturen	138
7.4	Fazit und Ausblick für Resorcinarene-Strukturen	155
8	Messungen an Quantenpunkten	157
8.1	Coulomb-Blockade eines Einzel-Quantenpunkts	157
8.2	Vom Einzel- zum Doppel-Quantenpunkt	161
8.3	Coulomb-Blockade eines Doppel-Quantenpunkts	175
8.4	Vergleich von Split-Gate- und Resorcinarene-Proben	179
9	Zusammenfassung und Ausblick	181
A	Parameter zur Probenherstellung	185
B	Substrate	189
B.1	GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen	189
B.2	2DEG: Bändermodell	189
B.3	Verwendete Substrate	191
	Literaturverzeichnis	193

Abstract

In this thesis transport measurements of nanostructures defined in GaAs/AlGaAs-heterostructures are presented. In quasi-one-dimensional quantum point-contacts, the striking 0.7-anomaly is investigated in an attempt to shed more light on the origin of this elusive feature. For zero-dimensional quantum dots, several geometries were explored, one of which is defined by a very versatile new fabrication technique. In the same context a temperature characterization of the measurement set-up and an optimization and extension of the technology were performed. By using optical lithography, Hall-bar structures were etched into the surface of a heterostructure substrate containing a two-dimensional electron gas (2DEG) about 100 nm below the surface. By electron beam lithography, gates defining the nanostructures were written in the centre of the Hall-bar, whose pattern can be transferred into the 2DEG by applying negative voltages to the gates. Two techniques were used to define the nanostructures: conventional split-gate technology, and the modulation of the distance between gate and surface by a high-resolution resist pattern. The samples were then characterized in a ^3He - ^4He -dilution fridge at temperatures $T = \mathcal{O}(100 \text{ mK})$.

Two prerequisites vital for high quality measurements first had to be established. The first was to minimize the temperature of the cryostat's mixing chamber and the sample. To observe pronounced quantization effects, one aims for the lowest possible base temperature, since the effects may otherwise be obscured by thermal broadening. In this thesis a temperature characterization was performed using both two RuO_2 semiconductor thermometers as well as several quantization effects with a known temperature dependence. This led to a first estimate for this cryostat of $T_{\text{mix}} \simeq 200 \text{ mK}$ and $T_{\text{sample}} \simeq (300 \pm 100) \text{ mK}$. Both temperatures considerably exceed the nominal base temperature of 50 mK, which can be attributed to the effects of external radiation coupling to the measurement setup. In consequence, the cryostat has been moved to a shielded room and the electromagnetic shielding is further investigated.

The second prerequisite was to find a suitable set of parameters for preparing low-resistance ohmic contacts between metallic pads on the sample surface and the 2DEG. Contacts with low-resistance linear current-voltage-characteristics at low temperature are essential for transport measurements, in which the current-voltage-characteristics of nanostructures are investigated. As there was no pre-existing process that reliably led to good contacts, all relevant processing parameters were varied. The resulting contact resistances were measured at room temperature and at 4.2 K. Following the systematic investigation in [1], a set of parameters was found that leads to excellent results when both the depth of the 2DEG and the crystal orientation of the substrate are taken into account.

In the field of quantum point-contacts, so-called “conductance anomalies”, whose most renowned representative is the “0.7-structure”, present an as yet unsolved mystery. They

show up as plateaux between the conductance quantization plateaux that occur at multiples of $g_0 = 2e^2/h$. There is evidence that they may originate from dynamic spin polarization. Nevertheless, the effect lacks a comprehensive theoretical explanation as well as a quantitative description in spite of several theoretical models. In this thesis, distinct conductance anomalies were observed both in linear and nonlinear transport measurements on quantum point-contacts. They were investigated with respect to their temperature behaviour, behaviour in a magnetic field and other characteristics. In the nonlinear data, several extra plateaux were visible in the first three conductance steps, where especially the plateaux around $V_{sd} = 0$ were uncommonly well developed. A distinction could be made between anomalies whose characteristics identify them to be impurity-related, and the intrinsic 0.7-anomaly. They clearly showed different behaviour both when the temperature was increased and when the QPC was shifted laterally, although for both types a similar phenomenology of the nonlinear transconductance was observed. The analysis focussed on assessing the data in view of a model that attempts to explain the anomalies in the context of Kondo physics [2]. Close to $V_{sd} = 0$, an increased conductance could be observed in some cases, which may be interpreted as a zero bias anomaly in analogy to the Kondo-signature in quantum dots. The zero bias peak was almost completely suppressed on the 0.7-plateau. Below the 0.7-plateau, it occurred also in the case of the impurity-related anomaly. This indicates that the zero bias anomaly below 0.7 g_0 and the 0.7-anomaly have to be regarded as independent effects. A quantitative analysis using the Kondo-model from [2] in many cases describes the data well, but is insufficient to explain it fully. The empirical description of the experimental data was complemented by numerical simulations on the basis of an energy dependent reduction of the transmission function, which was developed in the diploma thesis [3].

In an earlier PhD thesis [4], it was shown that the aromatic compound C-methylcalix[4]resorcinarene has excellent properties as high-resolution negative resist for electron beam lithography. In this thesis, several nanostructures were fabricated by modulating the distance of continuous metallic gates from the sample surface by resist structures defined with this resorcinarene derivative, that had hitherto not been tested for such applications. Some were used for studying the resolution, exposure dose and alignment of the resist structures, and some were fabricated as samples for transport measurements. As a proof of principle for the modulation method, measurements were performed on a resorcinarene quantum dot. In these, charge quantization was observed in the form of Coulomb-blockade oscillations. Both in the linear and the nonlinear case, a characteristic transition from the single quantum dot to a series coupled double dot was evident. The reason for this is to be found in the distance modulated centre gate which, starting from a critical voltage, gives rise to a varying tunnelling barrier in the dot centre due to vertical depletion. For comparison, corresponding measurements were performed on split-gate quantum dots. As a result, it was shown that C-methylcalix[4]resorcinarene resist as well as the method of distance modulation are well suited for the fabrication of nanostructures with high electrostatic and chemical stability. By making use of a combination of lateral and vertical depletion together with the continuous gates of this technique, complex geometries including parallel structures, vertical contacting or extended tunable tunnelling barriers can be devised, that are not realizable with conventional split-gate technology.

1 Einleitung

Unter all den Entdeckungen und Entwicklungen, die die zweite Hälfte des 20. Jahrhunderts mit sich brachte, befand sich eine Vielzahl von technologischen Neuerungen, die schließlich gegen Ende des 20. Jahrhunderts das Gebiet der „Nanotechnologie“ hervorbrachten. Um kontrolliert Strukturen zu erzeugen, die in mehreren Dimensionen Abmessungen im Submikrometerbereich haben, mussten zunächst beträchtliche präparative und analytische Voraussetzungen geschaffen werden. Ausgangspunkt für die Nanotechnologie war in vielen Punkten die Halbleitertechnologie und die damit verbundene Strukturierung mittels optischer Lithografie, die sich mit der Erfindung des Transistors rasant entwickelte.

Ein viel verwendetes Ausgangssystem zur Herstellung von Nanostrukturen sind Heterostrukturen, in denen sich ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) befindet. Um qualitativ hochwertige Heterostrukturen oder selbstorganisierte Quantenpunktschichten herzustellen, wurden die Molekularstrahlepitaxie und die metall-organische Dampfdruck-Epitaxie entwickelt. Zur Erzeugung nanostrukturierter Oberflächen im „*top-down*-Verfahren“ verwendet man Elektronenstrahlithografie oder Fokussierter-Ionenstrahl-Anlagen. Zur Abbildung und Manipulation von Strukturen auf der Nanometerskala werden Elektronenmikroskope, Rasterkraftmikroskope und Rastertunnelmikroskope eingesetzt. Nicht zuletzt werden viele der Quantisierungseffekte, die an Nanostrukturen typischerweise untersucht werden, erst bei tiefen Temperaturen sichtbar. Die Untersuchungen finden daher in Kryostaten statt. Aus dem Zusammenspiel all dieser Methoden lassen sich heute hochwertige Strukturen auf der Nanometerskala erzeugen und charakterisieren. In den wenigen Jahrzehnten ihres Bestehens hat sich die Nanotechnologie zu einem der weltweit größten Forschungszweige mit einer vielfältigen Folge industrieller Anwendungen entwickelt, die das Bild der modernen Technik zunehmend prägen und weiter prägen werden.

Unter dem Oberbegriff Nanotechnologie wird dabei ein sehr breites Feld an Materialien und Verfahren zusammengefasst. Da die Bezeichnung sich im Wesentlichen auf eine Längenskala bezieht, können ungeordnete Nanopartikel-Zusätze, wie sie z. B. für Schutzschichten in Autolacken, Keramikoberflächen oder „intelligenten“ Textilien verwendet werden, ebenso darunter verstanden werden wie Kohlenstoff-Nanoröhrchen, selbstorganisierte nanoskalige Systeme, die „*bottom-up*“ erzeugt werden, oder Anwendungen aus der hochaktuellen Schnittstelle zwischen Physik, Biologie, Chemie und Medizin. Unter Nanostrukturen im engeren Sinn sollen hier geordnete Systeme oder einzelne definiert hergestellte lokalisierte nanoskalige Geometrien bezeichnet werden, wie sie auch in dieser Arbeit untersucht werden. Derartige Strukturen spielen insbesondere auf dem Gebiet der Elektronik eine große Rolle, in welchem die fortschreitende Miniaturisierung der Bauelemente nach immer neuen Wegen sucht, um hohe Speicherdichten mit optimierten elektrischen Eigenschaften und geringer Ausfallquote und Energiedissipation zu verbinden. Neben der Verkleinerung existierender Elemente steht hier immer die Suche nach neuen Konzepten im Vordergrund, die auf prinzipiell kleineren Strukturen beruhen. Ein Forschungsschwerpunkt zielt dem-

nach darauf, die Quantisierungseigenschaften, die Nanostrukturen mit ausreichend kleinen Abmessungen aufweisen, für technische Anwendungen nutzbar zu machen.

Einige grundsätzliche Fragestellungen an Nanostrukturen lauten daher: Wie weit können bestehende Strukturen, wie z. B. die Elemente eines Schaltkreises, miniaturisiert werden, bevor sie ein grundlegend anderes Verhalten aufweisen? Können Quantisierungseffekte als alternative Ansätze für die gleiche Funktionalität genutzt werden? Was geschieht, wenn Strom nicht mehr als kontinuierliche Größe betrachtet werden kann, sondern quantisierte Elektronenladungen eine Rolle zu spielen beginnen? Wie wirkt sich die Veränderung der Dimensionalität eines elektronischen Systems aus?

Um derartigen Fragen nachzugehen, wurden ab den 1980er Jahren möglichst einfache Modellsysteme hergestellt, in denen die Einflüsse des umgebenden Materials minimiert werden, während möglichst viele variable Parameter zur Verfügung stehen. Dies war die Geburtsstunde quasi-eindimensionaler Quantenpunktkontakte (QPCs), die in zwei Dimensionen Abmessungen im Nanometerbereich haben, und null-dimensionaler Quantenpunkte (QDs), die in allen drei Raumdimensionen eingeschränkt sind. Beide Strukturen werden häufig durch metallische Split-Gates auf einer Halbleiter-Oberfläche definiert und elektronisch in ein zweidimensionales Elektronengas übertragen.

Das Hauptinteresse an quasi-eindimensionalen Systemen liegt bis heute vorwiegend in der Grundlagenforschung. QPCs werden für Anwendungen als analoge Schalter, Digitalisierungselemente, Frequenzverdoppler oder nichtlineare Frequenzmischer bereits erprobt, in der Praxis jedoch noch nicht eingesetzt. Für die Forschung bieten sie jedoch ein hervorragendes Modellsystem, um fundamentale Prozesse besser verstehen zu lernen. Diese werden vorwiegend in linearen und nichtlinearen elektronischen Transportmessungen untersucht. Viele Analysen beschäftigen sich mit dem Phänomen der Leitwertquantisierung in ballistischen QPCs unter dem Einfluss geometrischer und externer Parameter. In diesem Kontext lassen sich z. B. photonenunterstütztes Tunneln, akustische Oberflächenwellen, Rauschverhalten oder die Kollimation von Elektronen durch den QPC betrachten. Nichtlineare Messungen liefern u.a. Informationen zu Subbandenergien und Elektron-Phonon-Streuung. In der vorliegenden Arbeit wird Leitwertquantisierung in QPCs anhand von linearen und nichtlinearen Transportmessungen untersucht. Ein besonderes Augenmerk gilt dabei so genannten Leitwertanomalien, die sich in Plateaus unbekanntem Ursprungs äußern, die zusätzlich zur bekannten ganzzahligen Leitwertquantisierung auftreten.

Auch für QDs werden Anwendungen als Einzelelektronen-Transistoren, Einelektronen-Stromstandard oder Quantencomputer-Elemente erforscht, die jedoch bisher nur bedingt realisiert werden können. Als physikalisches Modellsystem hingegen kann an ihnen Ladungsquantisierung in Form von Coulomb-Blockade-Oszillationen untersucht werden, die durch die geometrischen und elektronischen Parameter des QDs variiert werden kann. QDs werden auch als Quanten-Billard und für optische Untersuchungen eingesetzt. In dieser Arbeit wird ein alternatives Verfahren zur Herstellung von QDs mittels Lackstrukturierung vorgestellt. An damit erzeugten QDs werden Coulomb-Blockade-Oszillationen und anhand dieser ein Übergang von einem Einzel- zu einem Doppel-QD beobachtet.

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Mesoskopische Physik

Die mesoskopische Physik beschäftigt sich mit Strukturen, deren Abmessungen sich unterhalb des makroskopischen klassischen Regimes bewegen, ohne die atomare Skala zu erreichen. Sie lassen sich durch charakteristische Längenskalen eingrenzen. Die Abmessungen dürfen maximal von der Größenordnung der mittleren freien Weglänge $l_m = v_F \tau$ mit Fermigeschwindigkeit v_F und mittlerer Streuzzeit τ bzw. der Phasenrelaxationslänge $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ mit Diffusionskonstante D und Phasenkohärenzzeit τ_ϕ sein, nach welchen sich der Impuls bzw. die Phase der Ladungsträger verändert. An ausreichend kleinen mesoskopischen Systemen können bei ausreichend tiefen Temperaturen Quantisierungseffekte beobachtet werden. Die Strukturen werden vorwiegend optisch oder, wie in dieser Arbeit, mit elektronischen Transportmessungen untersucht. Wenn l_m größer ist als die Abmessungen der Struktur, ist der Transport ballistisch, und Ladungsträger werden im Bereich der Struktur nur an dieser selbst gestreut. Durch ein externes Magnetfeld lassen sich l_m und l_ϕ erhöhen, so dass man oft deutlichere Effekte erzielen kann. Einen Überblick über das Forschungsgebiet geben z. B. [5, 6].

Mesoskopische Phänomene werden seit ca. 1980 intensiv untersucht. Die Quantisierungseffekte treten aufgrund von Magnetfeldern, geometrischer Einschränkung oder Wechselwirkungseffekten auf. Typische Vertreter der mesoskopischen Physik sind sogenannte Nanostrukturen, die mit Abmessungen $1 \text{ nm} \leq d < 1 \mu\text{m}$ in einer oder mehreren Raumrichtungen von der Größenordnung der Fermiwellenlänge λ_F des Systems sind. Verschiedenartige Nanostrukturen unterscheiden sich hauptsächlich in ihrer Dimensionalität d , die durch die verbleibenden Raumrichtungen bestimmt wird. Eng mit der Dimensionalität verbunden ist die Zustandsdichte $n(\epsilon) = dN/d\epsilon$, die Anzahl besetzbarer Zustände N pro Energieintervall. Die Zustandsdichte dreidimensionaler Systeme hat eine wurzelförmige Energieabhängigkeit, $n(\epsilon) \propto \sqrt{\epsilon}$. Zweidimensionale Systeme haben je Subband eine konstante Energieabhängigkeit, $n(\epsilon) = \text{konst.}$, für Subbänder eindimensionaler Systeme gilt $n(\epsilon) \propto \epsilon^{-1/2}$, für nulldimensionale Systeme $n(\epsilon) = \delta(\epsilon - \epsilon_0)$, wie in Abb. 2.1 dargestellt ist. Reale Nanostrukturen sind oft quasi- d -dimensional, was sich in einer überlagerten Serie von Zuständen der jeweiligen Zustandsdichten bei verschiedenen Energien ausdrückt.

Die Dimensionalität bestimmt, in welcher Form die mesoskopischen Effekte auftreten. Der Effekt der schwachen Lokalisierung, die zu einem negativen Magnetowiderstand führt, wird vorwiegend an zweidimensionalen Elektronensystemen untersucht. In einem senkrechten Magnetfeld treten der Quanten-Hall-Effekt und der fraktionale Quanten-Hall-Effekt auf. Ringförmige Strukturen zeigen Aharanov-Bohm-Oszillationen oder *persistent currents*. Quasi-eindimensionale Systeme weisen universelle Leitwertfluktuationen im Magnetfeld und Leitwertquantisierung auf. In nulldimensionalen Strukturen (Quantenpunk-

2 Theoretischer Hintergrund

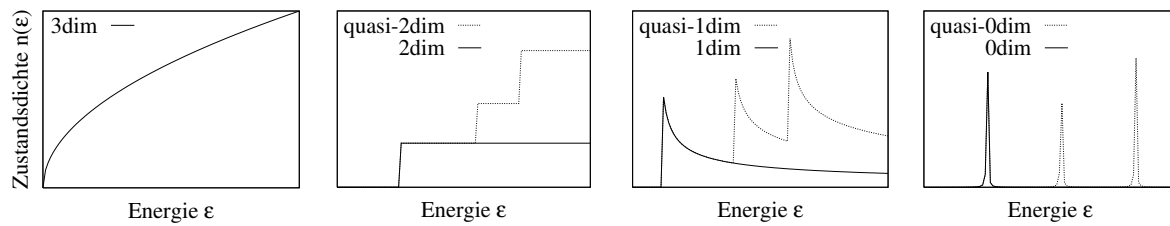


Abbildung 2.1: Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Dimensionalität für dreidimensionale, (quasi-)zwei-, (quasi-)ein- und (quasi-)nulldimensionale Systeme.

ten) wird die Coulomb-Abstoßung zwischen einzelnen Elektronen in Form von periodischen Leitwertoszillationen sichtbar. Diese werden genutzt, um das mesoskopische System zu spektroskopieren. Einzelne oder mehrfache nulldimensionale Systeme können zur Untersuchung von chaotischem Verhalten herangezogen werden. Sie sind zudem in Form von Einzelelektronen-Transistoren oder Elementen von Quantencomputern als potentielle Bestandteile zukünftiger Schaltkreise von Interesse. In Hochfrequenzexperimenten betrachtet man Einzelelektronentransport als Kandidat für einen hochpräzisen Strom-Standard.

Mesoskopische Transportphänomene treten unabhängig von den speziellen Materialeigenschaften sowohl in metallischen Festkörpern als auch in Halbleitern auf. Die Qualität der Quantisierungseffekte hängt jedoch stark von den Materialeigenschaften, der Probengeometrie und der Temperatur ab. Oft wird sie durch kohärente Streuprozesse an Störstellen und inkohärente Streuprozesse durch Wechselwirkungen beeinträchtigt. In diesem Zusammenhang erweisen sich Halbleiterstrukturen in mehrfacher Hinsicht als vorteilhaft. Zu ihrer Herstellung existieren hochentwickelte Fertigungstechniken. Sie können mit maßgeschneiderten Eigenschaften, hochwertigen Elektronensystemen und einer kontrollierten Menge an Störstellen angefertigt werden. Die freie Elektronendichte im Halbleiter ist typischerweise um ca. vier Größenordnungen geringer als in Metallen. Daher gilt $\lambda_F(\text{Halbleiter}) \simeq 100 \cdot \lambda_F(\text{Metall})$, wodurch mesoskopische Halbleiterstrukturen deutlich größer sein können als metallische Strukturen. Als Ausgangssystem zur Untersuchung der Transportphänomene eignen sich zweidimensionale elektronische Systeme an Grenzschichten in Halbleiter-Strukturen besonders gut. Sie weisen große mittlere freie Weglängen und hohe Elektronenbeweglichkeiten auf. Zu Forschungszwecken sind zweidimensionale Elektronengase (2DEGs) in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen am weitesten verbreitet (siehe Anhang B). Von diesen ausgehend lassen sich Quantenringe oder die beiden Grundtypen der Tieftemperaturtransport-Nanostrukturen, quasi-eindimensionale Quantendrähte bzw. Quantenpunktkontakte oder nulldimensionale Quantenpunkte, herstellen. Dazu kommen verschiedene Realisierungen in Frage, die in der Folge näher beschrieben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mesoskopische Transportphänomene an einzelnen Quantenpunktkontakten und Quantenpunkten untersucht. Die Eigenschaften dieser Systeme sind in Kap. 2.2 und 2.3 zusammengefasst.

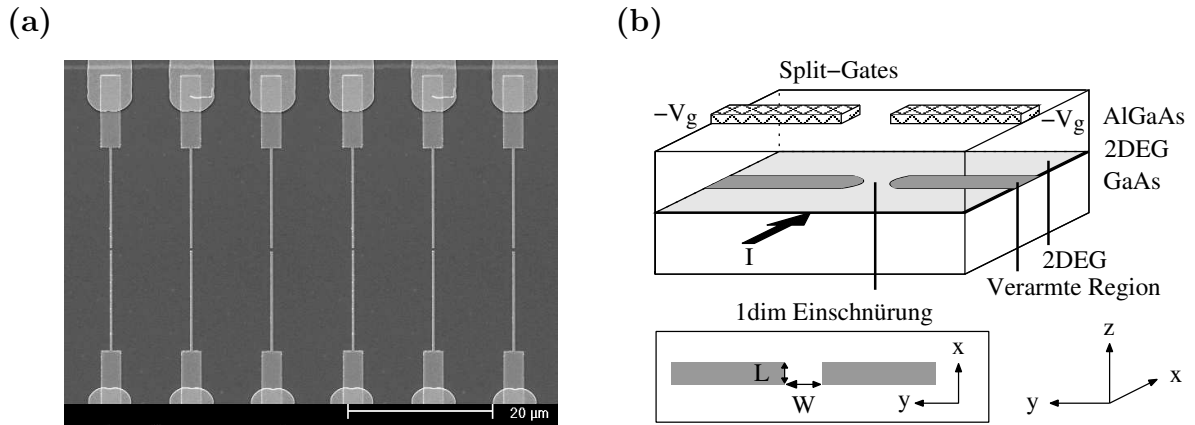


Abbildung 2.2: (a) REM-Aufnahme von sechs QPCs verschiedener Breiten. (b) Schematische Darstellung der Erzeugung eines eindimensionalen Kanals im 2DEG durch Verarmung; Koordinatensystem, das zur weiteren Beschreibung verwendet wird.

2.2 Quantenpunktkontakte

Quasi-eindimensionale Drähte und Punktkontakte bestehen aus einer schmalen Einschnürung, die beidseitig mit ausgedehnten Elektronenreservoirs (*source-* und *drain-*Reservoir) verbunden ist. Die physikalischen Eigenschaften, und insbesondere die mesoskopischen Transporteigenschaften, solcher Strukturen werden seit Mitte der 1970er Jahre untersucht. Einschnürungen mit Länge $L >$ Breite W werden als Drähte bezeichnet, Strukturen mit $L \leq W$ als Punktkontakte. Für $L \gg \lambda_F$ mit der Fermiwellenlänge λ_F erhält man klassisches Verhalten, für $L \simeq \lambda_F$ beobachtet man Quantendrähte und Quantenpunktkontakte (*quantum point-contacts*, QPCs) mit ausgeprägten Quantisierungseigenschaften. Sie können sowohl in metallischen als auch in halbleitenden Systemen realisiert werden. Halbleiter-Heterostrukturen bieten den Vorteil einer zweidimensionalen Ausgangsstruktur, die auf einfache Weise mit optischer und Elektronenstrahl-Lithographie strukturiert werden kann und eine hohe Fermiwellenlänge und mittlere freie Weglänge besitzt. Ein Überblick über Forschungsergebnisse an solchen Strukturen, die seit Mitte der 1980er Jahre untersucht werden, ist z. B. in [7] gegeben. In der vorliegenden Arbeit werden QPCs untersucht, die anhand von metallischen Split-Gates auf der Oberfläche einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur definiert werden. Soweit nicht anders erwähnt, bezieht sich daher die weitere Analyse auf solche Systeme. In Abb. 2.2(a) ist eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Probe mit sechs Split-Gate-QPCs zu sehen. In Abb. 2.2(b) ist der Aufbau eines Split-Gate-QPCs schematisch dargestellt. Die beiden metallischen Gates auf der Oberfläche sind ca. 100 nm bis $1 \mu\text{m}$ breit, wodurch die Länge L der Einschnürung definiert wird. Zwischen ihnen besteht eine mehrere hundert Nanometer breite Lücke, die die geometrische Breite des QPCs festlegt. QPCs werden durch elektronische Transportmessungen untersucht, indem z.B. der Strom I in Abhängigkeit von einer Potentialdifferenz über die Probe (Source-Drain-Spannung V_{sd}) gemessen wird. Legt man an die metallischen Gates eine negative Gatespannung V_g an, wird das zweidimensionale Elektronengas, das sich in ca. 100 nm Tiefe parallel zur Oberfläche befindet, in diesem Bereich lokal verarmt. Es bilden sich zwei

2 Theoretischer Hintergrund

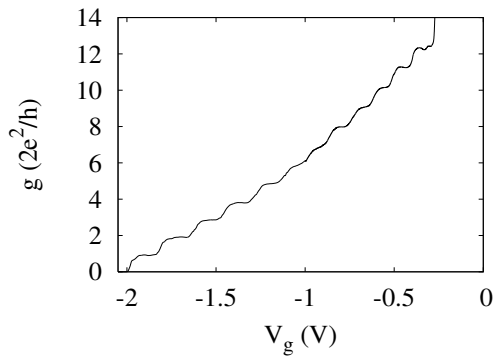


Abbildung 2.3: Quantisierung des differentiellen Leitwerts in ganzzahligen Vielfachen von $g_0 = 2e^2/h$ (Probe C8ro).

Potentialwalle aus, wodurch der Transport nur durch die Einschnürung zwischen den Potentialwallen erfolgt. Durch die endliche Tiefe ist die Breite der Einschnürung im 2DEG geringer als die geometrische Breite an der Oberfläche. Sie wird durch V_g sukzessive reduziert, bis Transport nur noch über Tunnelprozesse stattfindet und der QPC schließlich vollständig abgeschnürt wird. Wenn für die mittlere freie Weglänge l_m gilt, dass $l_m \gg L$, erfolgt der Transport ballistisch.

2.2.1 Leitwertquantisierung

Wenn ein ballistischer QPC einen quasi-eindimensionalen Kanal definiert, findet dort eine Quantisierung des differentiellen Leitwerts $g = \partial I / \partial V_{sd}$ in ganzzahligen Vielfachen von $g_0 = 2e^2/h$ statt. Dies äußert sich bei linearen Transportmessungen $g(V_g)$ in Plateaus äquidistanter Höhe, die durch Stufenanstiege verbunden sind, vgl. Abb. 2.3. Jedes Plateau ist zweifach Spin-entartet. Die Entartung kann durch ein Magnetfeld aufgehoben werden. Der Effekt der Leitwertquantisierung wurde 1988 erstmals experimentell beobachtet [8, 9]. Bedingung ist, dass bei Subband-Energieaufspaltung $\Delta\epsilon_n$ bei einer Temperatur $k_B T \leq \Delta\epsilon_n$ gemessen wird. Ohne den Einfluss von Störstellen sind die quantisierten Werte unabhängig von der Temperatur und der Probengeometrie. Die konkrete Form der Gatedeckennlinien $g(V_g)$ hängt dagegen sowohl von T als auch von geometrischen Parametern ab.

Eine erfolgreiche Beschreibung der Leitwertquantisierung erfolgt im Bild eines nicht-wechselwirkenden Fermi-Gases aus Elektronen. Sie basiert auf diskreten eindimensionalen Subbändern bzw. elektromagnetischen Transportmoden durch den QPC, die im Idealfall perfekt transmittiert werden. Die Moden können entlang des Kanals frei propagieren, während durch die laterale Einschränkung Energiequantisierung stattfindet. Der Transport entspricht einer Reihe eindimensionaler Transportprobleme durch eine Barriere, die für jede einfallende Mode einzeln betrachtet werden können [10]. Unter der Annahme eines parabolischen Einschlusspotentials ergibt sich die Energie von Mode j zu $\epsilon_j(k) = \epsilon_j + \hbar^2 k^2 / (2m_{\text{eff}})$, wobei k die Wellenzahl in Ausbreitungsrichtung und m_{eff} die effektive Elektronenmasse ist. Im Rahmen des Landauer-Büttiker-Modells zum Ladungstransport durch niederdi-

mensionale Systeme lässt sich der Strom durch ein System allgemein über

$$I = \int e T(\epsilon) D(\epsilon) v(\epsilon) d\epsilon \quad (2.1)$$

mit der Transmissionsfunktion $T(\epsilon)$, der Zustandsdichte $D(\epsilon)$ und der Geschwindigkeit $v(\epsilon)$ der Elektronen beschreiben. Im eindimensionalen Fall reduziert sich das Produkt aus der Fermigeschwindigkeit $v_F = \hbar^{-1} d\epsilon(k)/dk$ und der eindimensionalen Zustandsdichte $D_{1d} = g_s(2\pi)^{-1}(d\epsilon(k)/dk)^{-1}$ bei Spin-Entartung $g_s = 2$ auf die Konstante $2/h$. Daraus folgt

$$I(V_{sd}) = e \int_{\mu_d}^{\mu_s} T(\epsilon, V_{sd}) \frac{g_s}{2\pi} \frac{dk}{d\epsilon} \frac{1}{\hbar} \frac{d\epsilon}{dk} d\epsilon = \frac{2e}{h} \int_{\mu_d}^{\mu_s} T(\epsilon, V_{sd}) d\epsilon, \quad (2.2)$$

wobei μ_d bzw. μ_s die elektrochemischen Potentiale des Drain- und Source-Reservoirs sind. Betrachtet man eine Überlagerung unabhängiger eindimensionaler Transportmoden durch einen QPC, berechnet sich der Strom als Summe der Beiträge aller N Moden mit $\epsilon_n \leq \epsilon_F$. Unter Annahme von $T = 0$ K und perfekter Transmission ist die Transmissionswahrscheinlichkeit für jede Mode n eine Stufenfunktion $T_n(\epsilon, V_{sd}) = \Theta(\epsilon - \epsilon_n(V_{sd}))$, wobei $\epsilon_n(V_{sd})$ die Barrierenhöhe der n -ten Transportmode in Abhängigkeit von der Source-Drain-Spannung beschreibt. Für linearen Transport $V_{sd} \simeq 0$ erhält man den Leitwert

$$G = \sum_{n=1}^N G_n = \frac{eI}{\mu_s - \mu_d} = \frac{e}{\mu_s - \mu_d} \sum_{n=1}^N \frac{2e}{h} \int_{\mu_d}^{\mu_s} T_n(\epsilon) d\epsilon \quad (2.3)$$

Mit dem Landauer-Büttiker-Formalismus lässt sich die Transmissionsfunktion durch Transmissionskoeffizienten t_{ij} für Übergänge zwischen Moden i und j ausdrücken. Unter der Annahme perfekter Transmission trägt jede besetzte Mode mit $T_n = |t_{nn}|^2 = 1$ zum Transport bei, während für $i \neq j$ gilt, dass $t_{ij} = 0$. Aus Gl. 2.3 ergibt sich

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{1}{\mu_s - \mu_d} \sum_{n=1}^N \int_{\mu_d}^{\mu_s} |t_{nn}|^2 d\epsilon = \frac{2e^2}{h} \frac{\mu_s - \mu_d}{\mu_s - \mu_d} \sum_{n=1}^N |t_{nn}|^2 = \frac{2e^2}{h} N. \quad (2.4)$$

Der Leitwert ist damit in ganzzahligen Vielfachen des Leitwertquants $g_0 = \frac{2e^2}{h}$ quantisiert.

Mit diesem Modell lässt sich die Quantisierung des Leitwerts in einem eindimensionalen System, das entlang eines QPC-Kanals translationsinvariant ist, anschaulich begründen. Diese Bedingung ist jedoch in realen Systemen nicht gegeben, so dass Ein- und Ausgang des Kanals mit den Übergängen zu den Elektronenreservoirs berücksichtigt werden müssen. Der resultierende Leitwert in einem ausgedehnten QPC-System wurde anhand des adiabatischen und des Wide-Narrow-Wide-Modells in zwei verschiedenen Geometrien untersucht. In beiden Fällen ergibt sich Leitwertquantisierung aus der perfekten Transmission einer endlichen Anzahl von Transportmoden, während man einen zusätzlichen endlichen „Kontaktwiderstand“ zwischen Einschnürung und Reservoiren erhält [7].

Adiabatisches Modell

Die Grundannahme des adiabatischen Modells ist, dass sich das Potential des QPCs nur langsam ändert, wodurch gleichmäßige Übergänge für die Wellenfunktionen der Transportmoden geschaffen werden. Die Änderung der Breite $W(x)$ muss auf der Skala der

2 Theoretischer Hintergrund

Fermiwellenlänge λ_F gering sein. Dann kann ein Separationsansatz für die Schrödinger-Gleichung gewählt werden, der zu eindimensionalen Wellenfunktionen mit quantisierten Energien

$$\epsilon_j = \frac{\pi^2 j^2 \hbar^2}{2m_{\text{eff}} W^2(x)} \quad (2.5)$$

führt. Die Anzahl der transmittierten Moden wird durch die Engstelle des QPCs determiniert. Es findet keine Intermoden-Streuung statt, so dass der Modenindex j erhalten bleibt. Hieraus resultiert Leitwertquantisierung in Einheiten von $2e^2/h$, und es lässt sich eine analytische Form für den Verlauf des Leitwerts zwischen den Plateaus bestimmen [11].

Eine gute Beschreibung des QPCs in diesem Modell ist die Näherung als Sattelpunkt-potential

$$V(x, y) = V_0 - \frac{1}{2}m\omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2}m\omega_y^2 y^2, \quad (2.6)$$

die man durch Entwicklung des elektrostatischen Potentials um die Engstelle des QPCs erhält [12]. Dabei bestimmen ω_x und ω_y die Krümmungen des Sattels. Für Leitwertquantisierung gilt die Bedingung $\hbar\omega_y \geq \hbar\omega_x$. Die Parametrisierung als Sattelpunktpotential wird für die numerischen Berechnungen in Kap. 6.4 verwendet.

Wide-Narrow-Wide-Modell

Im WNW-Modell wird der QPC als schmaler Verbindungskanal konstanter geringer Breite zwischen zwei Reservoirien konstanter großer Breite mit abrupten Übergängen modelliert. In diesem Modell müssen die Wellenfunktionen an den Übergängen zwischen 2DEG und QPC aneinander angepasst werden. Der Leitwert durch den Kanal wird nach dem Landauer-Büttiker-Modell anhand einer Streumatrix mit Transmissionskoeffizienten t_{ij} von Mode i nach Mode j in den Reservoirien beschrieben. Man erhält den Leitwert

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{ij} |t_{ij}|^2 \quad (2.7)$$

mit $T_i \simeq 1$ für perfekt transmittierte Moden unterhalb der Fermi-Energie, wobei $k_F \geq \pi/2W$. Im WNW-Modell werden bei großen L/W steile Stufen und breite Plateaus sowie Längenresonanzen im transmittierten Leitwert durch kohärente Reflexion erwartet. Bei kleinen L/W sind die Stufen verbreitert und die Plateaubereiche schmal [13, 14, 15].

Geometrie

Die Ausprägung der Quantisierung hängt theoretisch stark von der Form des Einschluss-potentials und den geometrischen Parametern L , W , L/W sowie dem Öffnungswinkel α am Eingang des QPCs ab, erweist sich experimentell jedoch als relativ geometrieunabhängig. Das Subband-Energiespektrum in Abhängigkeit von der Gatespannung lässt Rückschlüsse auf die Form des Potentials zu. Beliebte Modellsysteme sind ein parabelförmiges Potential, ein kastenförmiges Potential oder ein an den Rändern parabelförmiges Potential mit flachem Boden. Man kann sie als „hard-walled“ betrachten oder endliche Eindringtiefen der Wellenfunktionen in die Potentialwände zulassen.

Temperatur

Zur theoretischen Untersuchung der Auswirkung der Probentemperatur auf die Leitwertquantisierung muss die Fermi-Verteilung der Elektronen berücksichtigt werden. Im adiabatischen Modell ergibt sich hieraus eine Verbreiterung der Stufen. Das WNW-Modell sagt voraus, dass bei wachsender Temperatur Längenresonanzen unterdrückt werden, bevor auch hier sukzessive thermische Verbreiterung einsetzt, die die Breite der Anstiege erhöht und die der Plateaus reduziert [7].

Experimentell ist die Breite der Stufen bei tiefen Temperaturen durch geometrische Eigenschaften bestimmt. Eine starke Temperaturverbreiterung wird beobachtet, sobald die thermische Energie bei $4k_B T \sim \Delta\epsilon_n$ mit der Subband-Energieaufspaltung vergleichbar wird [7]. Bei Experimenten im Temperaturbereich des Entmischungskryostaten erwartet man nur einen geringen Einfluss der Temperatur auf die Form der Gatekennlinien.

2.2.2 Quantenpunktkontakt im Magnetfeld

Sowohl Theorie [12, 16, 17] als auch Experiment [18] zeigen, dass ein Magnetfeld senkrecht zum 2DEG die Qualität der Leitwertquantisierung erhöht. Im adiabatischen Modell erhält man breite, sehr flache Plateaus, und die geometrischen Bedingungen an den QPC für das Auftreten von Leitwertquantisierung werden gelockert [12]. Nach [19] verstärkt sich durch das Magnetfeld die Adiabaticität der Probe, und sie durchläuft einen Übergang von lokaler zu globaler Adiabaticität, wobei die kritische Magnetfeldstärke vom Modenindex und dem Krümmungsradius am QPC abhängt. Auch mit dem WNW-Modell werden breite, flache Plateaus prognostiziert, in welchen Längenresonanzen unterdrückt werden [17].

Ebenfalls theoretisch und experimentell bestätigt ist die Tatsache, dass ein ausreichend hohes Magnetfeld beliebiger Orientierung durch Zeeman-Aufspaltung die zweifache Spin-Entartung der Transportmoden aufhebt. Dadurch erhält man auf halber Höhe jeder Leitwertstufe ein zusätzliches Plateau der Höhe e^2/h . Zur Beschreibung wird der dimensionslose Parameter $z = k_F W_0 / \pi$ verwendet, der die Anzahl der besetzten Subbänder definiert. Die Aufspaltung, beschrieben durch den Parameter Δz_s , wird experimentell nur in Stufen mit hohem Index beobachtet [8]. Nach den Berechnungen von [20] tritt sie auf, sobald Δz_s die intrinsische Stufenbreite überschreitet. Für einen QPC der Breite W_0 ist Δz_s proportional zu B und dem Modenindex n ,

$$\Delta z_s = \frac{|g|\mu_B}{2E_F} Bn. \quad (2.8)$$

Ist eine Komponente des Magnetfelds senkrecht zum 2DEG orientiert, werden die elektrischen Subbänder zu magneto-elektrischen Subbändern modifiziert. Für ein parabolisches Einschlusspotential $U(y) = \frac{1}{2} m_{\text{eff}} \omega_0^2 y^2$ haben diese die Eigenenergien

$$\epsilon_n(k) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{eff}}} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + eV_0 \pm \frac{1}{2} g\mu_B B \quad (2.9)$$

mit $\omega_c = eB/m_{\text{eff}}$, $\omega = (\omega_0^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, elektrostatischer Energie eV_0 und Zeeman-Aufspaltung $\frac{1}{2} g\mu_B B$ [18, 21]. Dies wird experimentell relevant, sobald für den Radius der Zyklotronorbits $l_c = \hbar k_F / (eB)$ gilt, dass $l_c \simeq W_0$. Durch die diamagnetische Verschiebung wächst der

2 Theoretischer Hintergrund

Subband-Abstand. Die theoretische Untersuchung [20] zeigt, in welcher Form die Zahl der besetzten Moden von B_\perp abhängt. Bei geringem B_\perp wachsen der Abstand der Plateaus $z_{n+1} - z_n$ in Einheiten des Parameters z und die Stufenbreite δz_n nach

$$z_{n+1} - z_n = 1 + \frac{\pi^2}{32} n^2 \left(\frac{B}{B^*}\right)^2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\delta z_n(B)}{\delta z_n(0)} = 1 + \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{1}{6} + \frac{16}{\pi^4}\right) n^2 \left(\frac{B}{B^*}\right)^2 \quad (2.10)$$

mit charakteristischer Magnetfeldstärke $B^* = \hbar k_F^2 / 2|e|$ proportional zu B_\perp^2 und n^2 . Aufgrund dieser magnetische Entvölkerung (*magnetic depopulation*) beobachtet man experimentell, dass die Zahl der transmittierten Subbänder bei gleicher Kanalbreite kontinuierlich sinkt, wobei die Werte der Leitwertquantisierung unverändert bleiben [8]. Die Anzahl besetzter Moden lässt sich semiklassisch über

$$n(B) = \text{Int} \left[\frac{k_F l_c}{\pi} \left(\arcsin \frac{W}{2l_c} + \frac{W}{2l_c} \sqrt{1 - \left(\frac{W}{2l_c}\right)^2} \right) \right] \quad \text{für} \quad W < 2l_c \quad (2.11)$$

abschätzen [22]. Die theoretische Entvölkerungsrate der magneto-elektrischen Subbänder mit B_\perp kann zur Bestimmung der Kanalbreite und der Elektronendichte im QPC aus Messdaten herangezogen werden [22, 23, 24], die beide nahezu linear mit V_g variieren [23]. Bei hohen Magnetfeldern erhält man rein magnetische Subbänder (Landauniveaus).

Durch den Einfluss von B_\perp auf das 2DEG muss bei der Interpretation von Messdaten ein B -abhängiger serieller Widerstand berücksichtigt werden. Bei hohen Magnetfeldern erhält man komplexe Effekte durch das Zusammenspiel von magneto-elektrischen Subbändern im QPC und Randzuständen des 2DEGs, die durch den QPC transmittiert werden.

2.2.3 Nichtlineare Transportuntersuchungen

Im Gegensatz zum Gesamtleitwert $G = eI / (\mu_s - \mu_d)$ ergibt sich der differentielle Leitwert g aus dem Strom durch die Probe nach $g = \partial I / \partial V_{sd}$. Für den nichtlinearen Transport ($|V_{sd}| > 0$) veröffentlichten Glazman und Khaetskii 1989 die theoretische Vorhersage, dass Plateaus mit $g = n2e^2/h$ ($n \in \mathbb{N}$) bei endlichen Source-Drain-Spannungen V_{sd} in halbzahlig quantisierte Plateaus mit $g = (n - \frac{1}{2})\frac{2e^2}{h}$ übergehen [25]. Die Länge dieser Plateaus in V_g -Richtung wächst proportional zu $|eV_{sd}|$ und dem Index n . Als Voraussetzungen nahmen sie an, dass je die Hälfte der Source-Drain-Spannung vor bzw. nach der Einschnürung des QPCs abfällt und dass lokale Adiabaticität gilt.

Nimmt man allgemeiner an, dass der Anteil β der Spannung vor dem QPC abfällt, ergibt sich das elektrochemische Potential des Source-Reservoirs zu $\mu_s = \epsilon_F + \beta eV_{sd}$ und dasjenige des Drain-Reservoirs zu $\mu_d = \epsilon_F - (1 - \beta)eV_{sd}$, siehe [10]. Man erhält den differentielle Leitwert

$$g = \frac{2e^2}{h} (\beta N_+ + (1 - \beta) N_-) \quad (2.12)$$

wobei N_+ und N_- die Anzahl der Moden ist, die bei Energien kleiner μ_s und μ_d mit Elektronen besetzt sind. Zum Nettostrom tragen nur Zustände im Energiefenster $\mu_d < \epsilon < \mu_s$ bei. Experimente haben gezeigt, dass in der Praxis $\beta \simeq 0,5$ gilt, sofern $N_+, N_- > 0$ [26, 27, 28], wodurch sich Gl. (2.12) vereinfacht zu

$$g = \frac{e^2}{h} (N_+ + N_-). \quad (2.13)$$

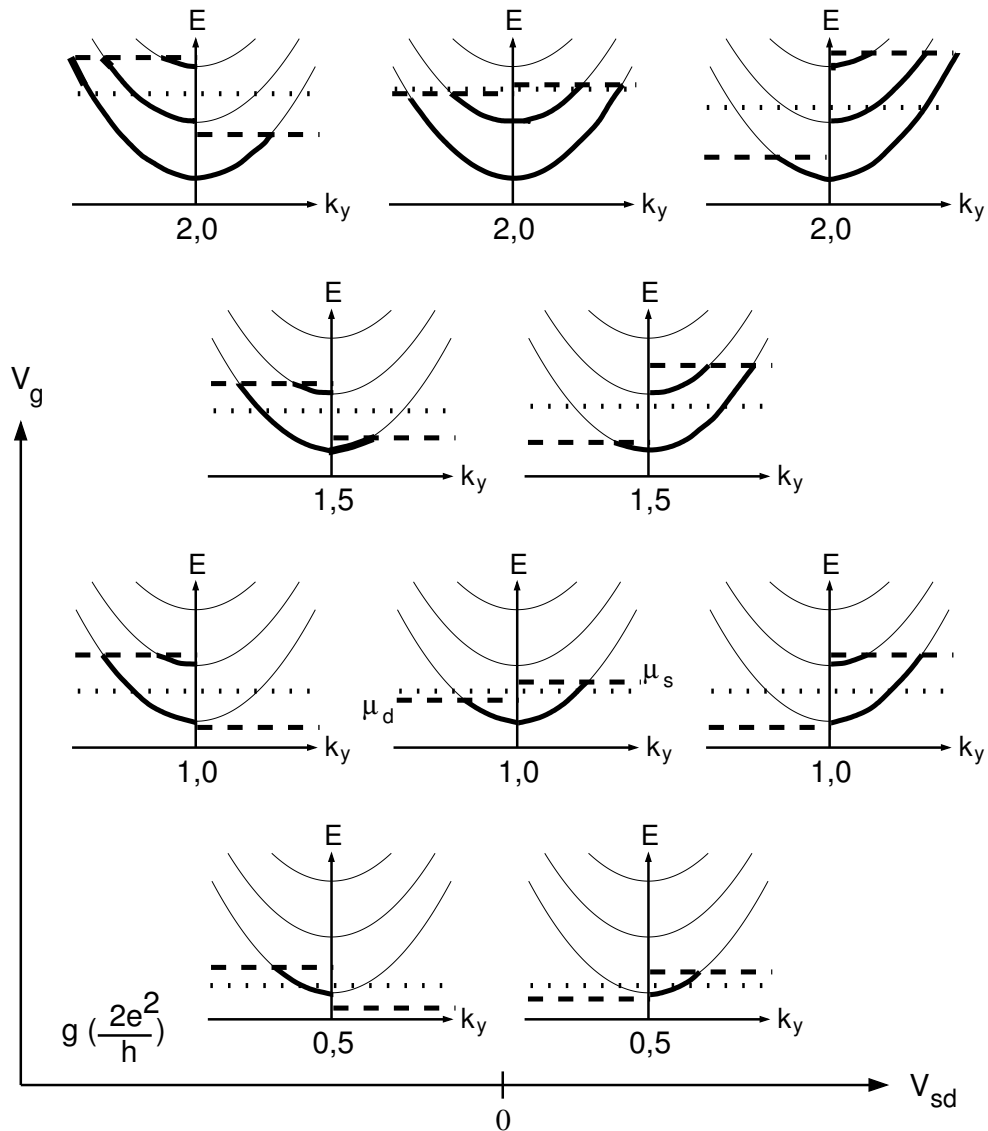


Abbildung 2.4: Zweifach Spin-entartete Dispersionsparabeln der Transportmoden am Ort des QPCs. Die gestrichelten Linien μ_s und μ_d bezeichnen die elektrochemischen Potentiale des Source- und Drain-Reservoirs, bis zu welchen die Moden jeweils besetzt sind (verstärkte Linien). Das Energiefenster $|\mu_s - \mu_d|$ vergrößert sich mit der Source-Drain-Spannung V_{sd} symmetrisch um $V_{sd} = 0$. Mit wachsender Gatespannung V_g wächst die Breite des QPCs und damit das mittlere elektrochemische Potential der Einschnürung (gepunktete Linien). Es können mehr Moden besetzt werden. Die Zahlen geben den differentiellen Leitwert g/g_0 durch den QPC an. Er setzt sich aus der Zahl N_- der in negative k_y -Richtung und N_+ der in positive k_y -Richtung transmittierten Moden über $g(N_-, N_+) = (N_- + N_+) e^2/h$ zusammen. In der dreidimensionalen Darstellung $g(V_{sd}, V_g)$ ergibt sich eine Stufenlandschaft von Plateaus wachsender Höhe mit rautenförmigem Grundriss.

2 Theoretischer Hintergrund

Eine anschauliche Deutung von Gl. (2.13) geht aus den Dispersionsrelationen der Transportmoden im QPC entsprechend Abb. 2.4 hervor (vgl. [26, 27]). Im linearen Regime für $V_{sd} \simeq 0$ gilt $\mu_s \simeq \mu_d$ und damit $N_+ = N_-$, so dass sich aus Gl. (2.13) unmittelbar die Quantisierung in ganzzahlige Vielfache von $g_0 = 2e^2/h$ ergibt. Erhöht man $|V_{sd}|$, bis eines der elektrochemischen Potentiale ein Subbandminimum über- oder unterschreitet, gilt ab der entsprechenden Spannung $N_+ = N_- \pm 1$. Berücksichtigt man dies in Gl. (2.13), gelangt man zur halbzahligen Quantisierung $g = (n - \frac{1}{2})\frac{2e^2}{h}$. Bei weiterer Erhöhung von $|V_{sd}|$ überstreicht auch das andere elektrochemische Potential ein Subbandminimum, die Differenz erhöht sich auf $N_+ = N_- \pm 2$, und man erhält erneut eine ganzzahlige Quantisierung. So wiederholen sich im Wechsel ganz- und halbzahlige quantisierte zweifach Spin-entartete Plateaus. Dieses Verhalten bestätigt sich im Experiment und wurde von Patel *et al.* 1990 erstmals nachgewiesen [27]. Gleichzeitig stellte sich heraus, dass für das „Halbplateau“ der ersten Stufe bei $g = \beta 2e^2/h$ ein reduzierter Wert von $\beta \simeq 0,2$ gilt [26, 28].

Berechnungen [29] und Experimente [28] zeigen, dass im Bereich hoher $|V_{sd}|$ der Strom durch den QPC in Sättigung geht. Die Plateaustruktur wird mit $|V_{sd}|$ zunehmend geglättet [25, 29], wobei Plateaus mit hohem n zuerst verschwinden. Der Transport ist nicht länger ballistisch [28]. Es tritt eine effektive Abschirmung auf, wodurch die Transmission abnimmt und man einen reduzierten differentiellen Leitwert mit verstärktem Rauschen beobachtet.

Eine Erhöhung von V_{sd} verbreitert die Übergänge zwischen Plateaus ebenso wie eine Temperaturerhöhung, die über die Fermiverteilung $f(E, T)$ als Faltung in die Beziehung

$$dI(\epsilon, V_{sd}, T) = \frac{e^2}{\pi\hbar} \mathcal{T}(\epsilon, V_{sd}) * [\Theta(\epsilon + eV_{sd}) - \Theta(\epsilon)] * \left[-\frac{df(\epsilon, T)}{d\epsilon}\right] \quad (2.14)$$

einfließt, wobei $\mathcal{T}(\epsilon, V_{sd})$ die Transmissionsfunktion, f die Fermi-Verteilungsfunktion, Θ die Stufenfunktion und T die Temperatur bezeichnet [30].

Ausgehend von Gl. (2.14) kann der nichtlineare Transport durch einen QPC, der als V_{sd} -abhängiges Sattelpunktpotential modelliert wird, numerisch berechnet werden [10]. Man erhält den wechselwirkungsfreien differentiellen Leitwert in Abhängigkeit von V_{sd} und V_g .

Der „Grundriss“ der Plateau-Struktur zeichnet sich besonders in der Transconductance

$$\frac{\partial g(V_{sd}, V_g)}{\partial V_g} = \frac{\partial^2 I(V_{sd}, V_g)}{\partial V_g \partial V_{sd}} \quad (2.15)$$

ab. Diese erhält man entweder experimentell durch Variation der Gatespannung im Lock-in-Verfahren, oder wie in dieser Arbeit indirekt durch numerisches Ableiten des differentiellen Leitwerts nach der Gatespannung. Plateaus im Leitwert werden bezüglich der Ebene (V_{sd}, V_g) zu rautenförmigen Flächen mit $\partial g / \partial V_g \simeq 0$. Stufenanstiege zwischen Plateaus ergeben Diagonalen endlicher Transconductance, die die Rauten voneinander trennen. Dies ist schematisch in Abb. 2.5 dargestellt, wobei die Bezifferung der Rauten den zugehörigen quantisierten Leitwert g/g_0 angibt. Auf den Diagonalen trifft entweder μ_d oder μ_s mit einem Subband-Minimum zusammen, in den Kreuzungspunkten stimmen beide elektrochemischen Potentiale μ_d, μ_s mit Subband-Minima überein. In den Rauten um $V_{sd} = 0$ liegen μ_d und μ_s zwischen denselben Minima.

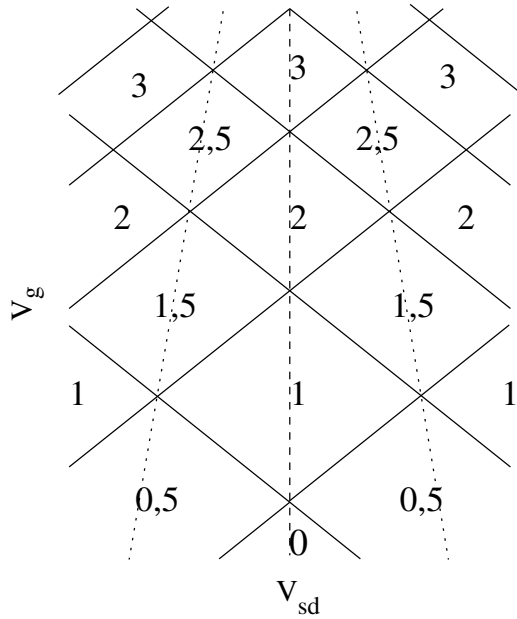


Abbildung 2.5: Rautenmuster der nicht-linearen Plateaus in der Transconductance. Ziffern geben den Leitwert der zugehörigen Plateaus in Einheiten von g_0 an. Im Bereich der Rauten gilt $\partial g/\partial V_g \simeq 0$, auf den Übergängen $\partial g/\partial V_g > 0$. Die gepunkteten Linien folgen dem linearen Verlauf der Subband-Energieaufspaltung mit dem Subband-Index n .

Aus den Transconductance-Rauten lässt sich die Subband-Energieaufspaltung bestimmen, siehe Kap. 6.2.1. Deren Variation mit dem Subband-Index, die sich insbesondere in der Steigung der Verbindungslinien der Eckpunkte ausdrückt (siehe gepunktete Linien in Abb. 2.5), lässt Rückschlüsse auf die Potentialform zu.

In einem starken externen Magnetfeld wird die Spin-Entartung der Transportmoden wie im linearen Fall aufgehoben und jede Mode spaltet in zwei Subbänder auf. Theoretisch ergeben sich im differentiellen Leitwert viermal so viele Plateaus wie für $B=0$, die im Wechsel die Werte $g_n = ne^2/h$ und $g_{N_+} = (N_+ + \beta) e^2/h$ bzw. $g_{N_-} = (N_- + 1 - \beta) e^2/h$ annehmen [10, 31]. Damit erhält man in der Transconductance viermal so viele Rauten durch die doppelte Anzahl an Begrenzungslinien. Eine senkrechte Magnetfeldkomponente B_\perp verstärkt zudem die Ausprägung der ganz-, halb- und viertelzahligen Plateaus. Im Experiment treten nicht notwendigerweise alle viertelzahligen Plateaus auf [32].

2.2.4 Abweichungen von ganzzahliger Quantisierung

Aus dem Landauer-Büttiker-Formalismus erhält man Leitwertquantisierung durch QPCs unter den Annahmen, dass die Elektronen als wechselwirkungsfrei betrachtet werden können und dass jede Transportmode durch den QPC perfekt transmittiert wird. In der Realität sind jedoch beide Annahmen häufig verletzt.

Sowohl durch weißes Rauschen, wie thermisches Rauschen oder Schrotrauschen, als auch durch $1/f$ -Rauschen, das z.B. durch veränderliche Störstellenpotentiale oder die Quasicharakteristika verschiedener Besetzungs-Konfigurationen entsteht (*random telegraph noise*), ergeben sich in der Nähe des QPCs Umladungen von elektronischen Fallen-Zuständen. Sie manifestieren sich als Rauschen in den Messkurven und können, wenn sie auf der Zeit-

2 Theoretischer Hintergrund

skala der Messung stattfinden, zeitlich aufgelöst werden.

Störstellen im Substratmaterial bewirken, dass keine perfekte Transmission mehr gewährleistet ist, so dass $t_{ii} < 1$. Dadurch kann die Stufenhöhe in Abhängigkeit vom Stufenindex n reduziert werden. Modellrechnungen zeigen, dass die Potentiallandschaft im 2DEG bei geringer Korrelationslänge aufgrund der positiv geladenen Donatoren in der AlGaAs-Schicht räumlich modifiziert werden kann [7]. Eine schwache Unordnung im 2DEG bewirkt quantisierte Plateaus sinkender Breite. Berechnungen zufolge können lokalisierte Störstellen im 2DEG, die weniger als eine inelastische Streulänge vom QPC entfernt sind, die Ausprägung und die Werte der Quantisierung reduzieren oder sie vollständig zerstören [14, 15]. Durch Streuung oder resonantes Tunneln an einer lokalisierten Störstelle im QPC können zudem in Theorie und Experiment Längenresonanzen auftreten [33].

Eine solche lokalisierte Störstelle im Kanal eines QPCs kann zu Hilfe genommen werden, um dessen Potentiallandschaft zu spektroskopieren. Das Einschlusspotential kann orthogonal zur Richtung des Stromflusses bezüglich der Störstelle verschoben werden, indem eine variable asymmetrische Gatespannung $V_{g\pm} = \bar{V}_g \pm \Delta V_g/2$ an die Split-Gate-Hälften angelegt wird [34]. Die Unterdrückung $\Delta g_n(\Delta V_g) = ng_0 - g_n$ der einzelnen Plateauwerte g_n spiegelt die reduzierte Transmission aufgrund der Störstelle wider.

Unabhängig von Störstellen im Material existiert eine weitere Art von Leitwertanomalie. In Stufen mit niedrigem Index treten neben der ganzzahligen Quantisierung zusätzliche Strukturen in linearen und nichtlinearen Transportuntersuchungen auf. Diese können als schmale Schulter im Anstieg bis hin zu deutlichen Zusatzplateaus ausgeprägt sein. Für das Plateau im Anstieg zur ersten Stufe, welches am häufigsten auftritt, gilt $0,5 g_0 \leq g \leq 0,8 g_0$, woraus sich die Bezeichnung „0,7-Struktur“ oder „0,7-Anomalie“ ergibt. Die Strukturen wurden 1991 in [28] erstmals explizit erwähnt. Theorien zur 0,7-Anomalie und Ergebnisse anderer Gruppen werden im Zusammenhang mit eigenen Experimenten in Kap. 6 diskutiert.

Serielle QPCs

Experimente zeigen, dass der Transport durch zwei serielle QPCs im Abstand $d < l_m$ durch den schmaleren QPC dominiert wird [35]. Nach einem theoretischen Transmissionsraten-Modell wird der serielle Leitwert für $B = 0$ zu

$$g_{\text{seriell}} = \frac{1}{2} \left(g_{\text{min}} + \frac{2e^2}{h} T_d \right) \quad (2.16)$$

modifiziert [36], wobei g_{min} der Leitwert des schmaleren Einzel-QPCs und T_d die Transmissionswahrscheinlichkeit ist, dass ein Elektron auf direktem Weg durch beide QPCs transmittiert wird. Die Abweichung von ng_0 wird dadurch verstärkt, dass Elektronen im Transport durch einen QPC kollimiert und in Vorwärtsrichtung fokussiert werden.

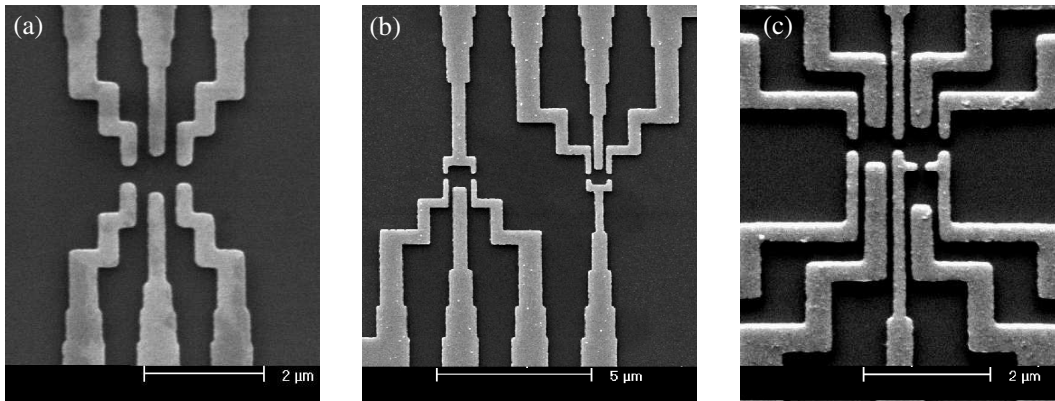


Abbildung 2.6: Drei QD-Strukturen: (a) Einzelner Split-Gate-QD aus drei QPCs, (b) Zwei modifizierte einzelne Split-Gate-QDs aus je vier Gates, (c) Dreifach-QD in Form von Split-Gate-QDs in paralleler und serieller Anordnung.

2.3 Quantenpunkte

2.3.1 Quantenpunkt-Strukturen

Quantenpunkte (*quantum dots*, QDs) sind quasi-nulldimensionale Regionen in einem Material, die in für elektronische Messungen geeigneten Systemen über Tunnelbarrieren mit ihrer Umgebung verbunden sind. Ihr Durchmesser bewegt sich im Bereich von wenigen Nanometern bis zu einigen hundert Nanometern. Sie sind klein genug, dass bei ausreichend tiefen Temperaturen Quantisierungseigenschaften beobachtet werden können. Systeme dieser Art werden etwa seit Mitte der 1980er Jahre systematisch untersucht. Im QD bildet sich ein diskretes Energieniveau-System aus, weshalb er auch als „künstliches Atom“ bezeichnet wird. Die Parameter der Tunnelbarrieren und die Energieniveau-Abstände hängen vom Material, der Art der Definition und den Abmessungen des QDs ab. Bei einigen QDs lassen sie sich variabel durchstimmen. Halbleiter-QDs haben gegenüber metallischen QDs den Vorteil, dass die Elektronen hier eine hundertmal größere Fermiwellenlänge besitzen. Zudem können Halbleitersysteme mit sehr großen mittleren freien Weglängen hergestellt werden, wodurch am QD ballistische Transportuntersuchungen durchgeführt werden können. Ein breites Forschungsgebiet beschäftigt sich mit Halbleiter-Schichtsystemen, in denen beim Schichtwachstum selbstorganisiert statistisch verteilte QDs erzeugt werden. Diese können Durchmesser bis hinunter zu wenigen Nanometern haben und sind sowohl für optische als auch für elektrische Untersuchungen interessant. Erste Strukturen dieser Art wurden ab ca. 1990 gewachsen [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43]. Ihre Schwäche besteht darin, dass es schwierig ist, gezielte Untersuchungen an nur einem QD durchzuführen. Hierfür müsste man einen einzelnen QD lokalisieren und separat kontaktieren. Zu diesem *bottom up*-Verfahren komplementär ist der Ansatz, einzelne, *top down* gefertigte QDs mit möglichst vielen freien Parametern herzustellen. Ein Beispiel hierfür sind Split-Gate-QDs in Heterostrukturen, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet werden. Sie wurden um 1990 erstmals erfolgreich getestet [44, 45]. In Abb. 2.6 sind drei Rasterelektronenmikroskop-Abbildungen solcher Strukturen dargestellt.

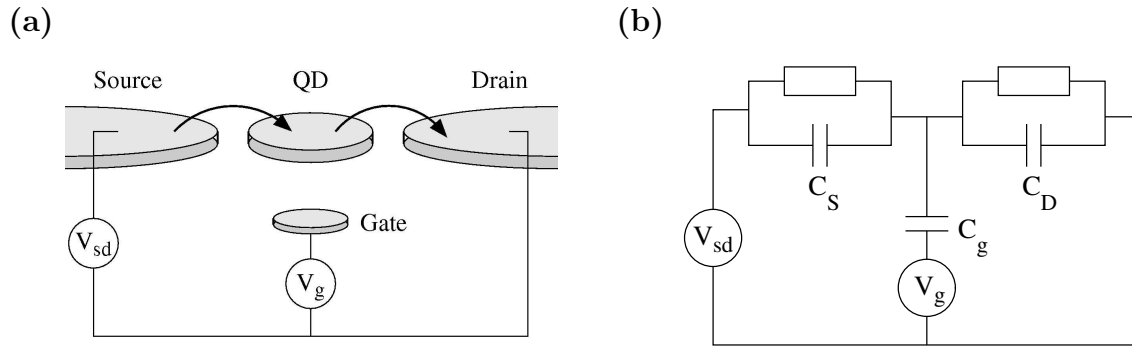


Abbildung 2.7: (a) Anordnung des QDs als Insel zwischen Source- und Drain-Reservoir. Die Differenz der elektrochemischen Potentiale μ_s und μ_d wird über V_{sd} eingestellt, das elektrostatische Potential des QDs wird über V_g kontinuierlich variiert, nach [46]. (b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Anordnung aus (a) im konstanten Kapazitätsmodell unter Vernachlässigung der Gatekapazitäten mit Ausnahme des Centergates.

Die gezeigten Split-Gate-QDs bestehen aus zwei seitlichen Quantenpunktkontakten und einem oder mehreren *centre gates*. Indem man eine negative Spannung an die metallischen Gates anlegt, werden nach dem in Kap. 2.2 beschriebenen Prinzip der lateralen Verarmung Inseln in einem 2DEG definiert. Die QPCs werden als Tunnelbarrieren variabler Höhe eingesetzt, indem die negative Gatespannung so eingestellt wird, dass der transmittierte Leitwert unterhalb des ersten Leitwertplateaus liegt. Mit der negativen Spannung V_g an den Centergates wird einerseits die Größe und andererseits das elektrostatische Potential des QDs kontinuierlich variiert. Es sind verschiedene Realisierungen mit einer unterschiedlichen Anzahl an Gates möglich. Analog lassen sich mit einer größeren Zahl von Gates Mehrfach-QDs in paralleler oder serieller Anordnung herstellen. Ein einzelner QD in einem 2DEG wird auch als *single electron transistor* bezeichnet, da bei tiefen Temperaturen Einzelelektronen-Transport beobachtet werden kann. Durch Einzelelektronen-Transportmessungen können die Energieniveaus des QDs spektroskopiert werden. In Kap. 8 werden Transportmessungen an mehreren Split-Gate-QDs im linearen und im nichtlinearen Regime diskutiert.

2.3.2 Kapazitätsmodell und Energieskalen

Die Kapazität eines QDs lässt sich prinzipiell berechnen, wenn die Kapazitäten zwischen der QD-Insel und allen umgebenden metallischen Regionen sowie die Eigenkapazität der Insel bekannt sind. Wenn man einige vereinfachende Annahmen macht, kann der QD mit einem konstanten Kapazitätsmodell beschrieben werden. Hierin wird die Kapazität der Insel bezüglich Source- und Drain-Reservoir, C_S und C_D , und C_g bezüglich der Centergates berücksichtigt. Die ebenfalls vorhandenen Kapazitäten zu den weiteren Split-Gate-Hälften können als $\Sigma C_{g,i}$ zusammengefasst werden. Eine Skizze der Anordnung ist in Abb. 2.7(a) gezeigt, das entsprechende Ersatzschaltbild unter Vernachlässigung von $\Sigma C_{g,i}$ in Abb. 2.7(b). Man geht in diesem Modell davon aus, dass die Kapazitäten über den Verlauf einer Messung konstant und von der Zahl der Elektronen auf dem QD unabhängig

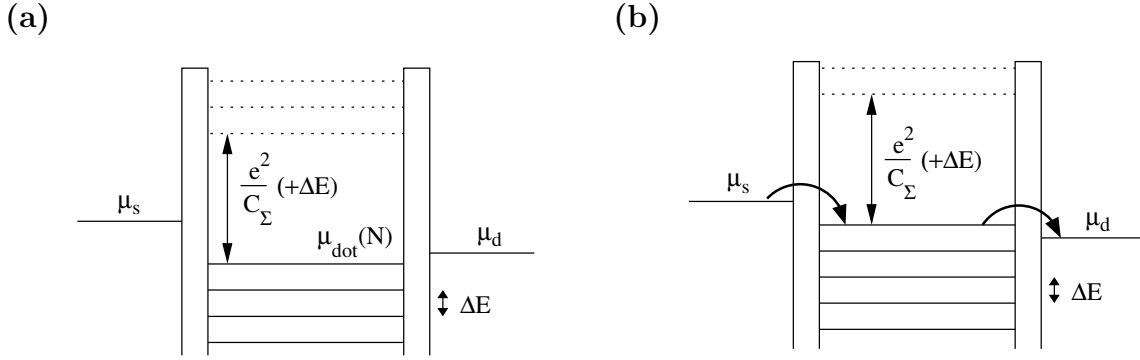


Abbildung 2.8: (a) Energiespektrum eines QDs im Blockade-Bereich. Eingezeichnet sind die elektrochemischen Potentiale μ_s , μ_d und μ_{dot} von Source, Drain und dem QD sowie die Additionsenergie $E_A = e^2/C_\Sigma(+\Delta E)$ und die Anregungsenergie ΔE . Durchgezogene Linien bedeuten besetzte Niveaus, gepunktete Linien unbesetzte.
 (b) QD bei Aufhebung der Coulomb-Blockade. Es findet Stromfluss über ein Energieniveau im Intervall zwischen μ_s und μ_d statt.

sind. Die Gesamtkapazität berechnet sich zu

$$C_\Sigma = C_g + C_S + C_D + \Sigma C_{g,i} \quad (2.17)$$

Je kleiner der QD ist, desto kleiner ist i. Allg. auch C_Σ . Experimentell können alle Kapazitäten aus den Gatespannungsdifferenzen der Coulomb-Blockade-Oszillationen bei Variation der verschiedenen Gates (siehe Abschnitt 2.3.3) und den Steigungen der Rautenmuster in nichtlinearen Transportuntersuchungen (siehe Abschnitt 2.3.4) extrahiert werden.

Eine ausführliche Beschreibung der Eigenschaften von QDs kann z.B. in [46] nachgelesen werden. In Abb. 2.8(a) ist schematisch das Energieniveau-System eines QDs skizziert, der zwischen Source- und Drain-Reservoir eingebettet ist. Es besteht aus diskreten Energieniveaus im Abstand ΔE , die über Tunnelbarrieren mit den Reservoirs verbunden sind. Die Reservoirs sind bis zu ihrem jeweiligen elektrochemischen Potential μ_s bzw. μ_d mit Elektronen gefüllt. Die Differenz der elektrochemischen Potentiale ist über die extern angelegte Source-Drain-Spannung zu $eV_{\text{sd}} = (\mu_s - \mu_d)$ definiert. Neben der Energiequantisierung findet im QD Ladungsquantisierung statt. Auf einem lateralen Halbleiter-QD befindet sich eine diskrete Anzahl N ungebundener Elektronen von der Größenordnung $\mathcal{O}(100)$, womit der QD die Ladung $Q = Ne$ trägt.

Abgesehen von der intrinsischen Linienbreite Γ , die in diesem vereinfachten Modell vernachlässigt wird, gibt es im Wesentlichen drei Energieskalen, die einen Einfluss auf den Transport haben. Dies sind der Energieniveauabstand ΔE , die Ladeenergie E_C und die thermische Verbreiterung $k_B T$. In einem Potentialtopf innerhalb eines zweidimensionalen Systems ist ΔE näherungsweise konstant mit

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar^2}{m_{\text{eff}} r^2}, \quad (2.18)$$

2 Theoretischer Hintergrund

wobei r der Radius des QDs und m_{eff} die effektive Elektronenmasse ist. ΔE wird auch als Anregungsenergie bezeichnet, da das diskrete Anregungsspektrum des QDs durch diese Energiedifferenzen bestimmt wird. Wenn die negative Spannung an den Centergates erhöht wird, verringert sich zugleich der Radius des QDs, was zu langsam wachsenden ΔE führt. Die Ladeenergie E_C drückt die Veränderung des elektrostatischen Potentials aus, wenn ein weiteres Elektron auf den QD aufgebracht oder von ihm entfernt wird. Sie hängt über

$$E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \quad (2.19)$$

von der Gesamtkapazität C_Σ des QDs ab. Näherungsweise gilt damit, je kleiner der QD, desto größer die Ladeenergie. Auch sie wächst also langsam an, wenn der QD durch die Spannung an den Centergates kleiner wird. Eng mit der Ladeenergie verbunden ist die Additionsenergie des QDs. Diese entspricht der Energielücke zwischen den elektrochemischen Potentialen des höchsten besetzten und des niedrigsten unbesetzten Zustands. Für Elektronen entgegengesetzten Spins gilt $E_A = \mu_{\text{dot}}(N+1) - \mu_{\text{dot}}(N) = E_C$, für gleichen Spin aufgrund des Pauli-Prinzips $E_A = E_C + \Delta E$. Das elektrochemische Potential des QDs mit N Elektronen, $\mu_{\text{dot}}(N)$, ist dabei mit

$$\mu_{\text{dot}}(N) = U(N) - U(N-1) \quad (2.20)$$

die minimale Energie, die benötigt wird, um das N . Elektron zum Dot hinzuzufügen. $U(N)$ ist die Grundzustandsenergie für N Elektronen auf dem QD bei $T = 0$. Im Bereich linearer Transportuntersuchungen gilt:

$$\mu_{\text{dot}}(N) = E_N + \frac{e^2(N - N_0 - 1/2)}{C_\Sigma} - e \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g = E_N + e\phi_N \quad (2.21)$$

mit E_N dem chemischen Potential des QDs, N_0 der Anzahl der Elektronen bei $V_g = 0$ und dem elektrostatischen Potential $e\phi_N = e[e(N - N_0 - 1/2)/C_\Sigma - C_g V_g/C_\Sigma]$, das sich aus einem diskreten und einem kontinuierlichen Anteil zusammensetzt.

Tunnelprozesse finden immer in Form diskreter Elektronenladungen e statt. Damit Ladungsquantisierung beobachtet werden kann, muss der QD ausreichend stark von den Reservoirs entkoppelt sein, so dass Ladungsfluktuationen keine Rolle spielen. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation bedeutet dies als Bedingung für die Widerstände R_T der Tunnelbarrieren

$$E_C \Delta t = \frac{e^2}{C_\Sigma} (R_T C_\Sigma) \gg h \quad \text{und somit} \quad R_T \gg \frac{h}{e^2}, \quad (2.22)$$

wobei Δt die mittlere Dauer eines Tunnelprozesses ist. Gleichzeitig muss die Ladeenergie größer als die thermische Verbreiterung sein, woraus folgt

$$E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \gg k_B T. \quad (2.23)$$

Um die einzelnen Energieniveaus auflösen zu können, gilt entsprechend die Bedingung

$$\Delta E \gg k_B T. \quad (2.24)$$

In einem konventionellen Split-Gate-QD auf einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur erwartet man typischerweise Werte um $E_C \leq 1 \text{ meV}$, $\Delta E \simeq 30 \text{ } \mu\text{eV}$ und $k_B T(100\text{mK}) \simeq 8,6 \text{ } \mu\text{eV}$.

2.3.3 Coulomb-Blockade-Oszillationen

Da die Energieniveaus im QD quantisiert sind, beobachtet man in linearen Transportuntersuchungen bei tiefen Temperaturen Oszillationen im Leitwert $g(V_g)$, deren Minima kurz vor der vollständigen Blockade des QDs, dem *pinch-off*, auf $g=0$ abfallen. Dies sind die Coulomb-Blockade-Oszillationen. Sie sind ein Anzeichen von Einzelelektronen-Transport durch den QD. Indem man die Gatespannung variiert, wird die elektrostatische Energie des QDs kontinuierlich verändert. Im linearen Transport ist die Differenz $(\mu_s - \mu_d)$ sehr gering. Transport durch den QD kann nur dann stattfinden, wenn ein besetzbares Energieniveau mit $\mu_d < \mu_{\text{dot}}(N) < \mu_s$ im Energieintervall zwischen μ_s und μ_d liegt. Wenn dies der Fall ist, können sequentiell Elektronen aus dem Source-Reservoir auf den QD und von dort weiter in das Drain-Reservoir tunneln, wie in Abb. 2.8(b) gezeigt ist. Die Zahl der Elektronen auf dem QD fluktuiert zwischen N und $N+1$. Man beobachtet einen Peak im Stromfluss und damit im differentiellen Leitwert. Wenn die Gatespannung verändert wird, verschiebt sich das Energieniveausystem bezüglich der elektrochemischen Potentiale der Elektronen-Reservoire. Sobald kein Energieniveau mehr zwischen μ_s und μ_d vorhanden ist, also für $\mu_{\text{dot}} < \mu_d \simeq \mu_s < \mu_{\text{dot}}(N+1)$, blockiert der QD den Transport und es findet kein Stromfluss mehr statt. Die Zahl N der Elektronen auf dem QD ist konstant. Man beobachtet Minima oder Nullstellen im Leitwert. Diese Situation ist in Abb. 2.8(a) dargestellt. Nimmt man eine Leitwertkurve über den Gatespannungsbereich bis zum Pinch-Off auf, wechseln sich Minima und Maxima in Form der charakteristischen Coulomb-Blockade-Oszillationen ab. Die Periode der Oszillationen hängt dabei über

$$\Delta V_g = \frac{C_\Sigma}{eC_g} \left(\Delta E + \frac{e^2}{C_\Sigma} \right) \simeq \frac{e}{C_g} \quad (\text{für } \Delta E \text{ klein}) \quad (2.25)$$

von der Gatekapazität ab. Die Linienform der Oszillationen ist im Folgenden beschrieben. Im experimentellen Kap. 8 werden Beispiele für Coulomb-Blockade-Oszillationen gezeigt.

Unter der Voraussetzung $h\Gamma \ll k_B T$ mit Γ der quantenmechanischen intrinsischen Linienebreite können je nach Verhältnis der Energieskalen drei Regime unterschieden werden:

- $\Delta E, E_C \ll k_B T$: Hier ist die thermische Verbreiterung größer als alle Energiedifferenzen. Man kann keine Quantisierungseffekte erkennen. Der inverse Leitwert setzt sich aus den inversen Leitwerten der beiden Tunnelbarrieren zusammen.

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{g_{\text{PC1}}} + \frac{1}{g_{\text{PC2}}} \quad (2.26)$$

- $\Delta E \ll k_B T \ll E_C$: Dies ist das sogenannte metallische oder klassische Regime. Hier liegen viele thermisch angeregte Niveaus im Energie-Intervall zwischen μ_s und μ_d . Man kann Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachten. Die Halbwertsbreite der Oszillationen wächst linear mit T , ihre Höhe ist konstant mit $g_{\text{max}} = g_\infty/2$. Die Form eines einzelnen Peaks bestimmt sich zu

$$\frac{g}{g_\infty} = \frac{\delta/(k_B T)}{2 \sinh(\delta/(k_B T))} \simeq \frac{1}{2 \cosh^2(\delta/(2,5 k_B T))} \quad (2.27)$$

mit $\delta = e \frac{C_g}{C_\Sigma} |V_{g,\text{max}} - V_g|$ dem Energieabstand zum Wert des Maximums.

2 Theoretischer Hintergrund

- $k_B T \ll \Delta E \ll E_C$: Dies ist das Regime der Quanten-Coulomb-Blockade. Es sind nur ein oder sehr wenige Niveaus des QDs am Elektronen-Transport beteiligt. Diese können spektroskopisch aufgelöst werden. Die Form der Peaks ähnelt derjenigen des metallischen Regimes. Ihre Höhe ist jedoch invers temperaturabhängig.

$$\frac{g}{g_\infty} \simeq \frac{\Delta E}{4k_B T} \frac{1}{\cosh^2(\delta/(2k_B T))} \quad (2.28)$$

Das metallische und das quantenmechanische Regime unterscheiden sich in ihrer Temperaturabhängigkeit und durch leicht unterschiedliche Peakbreiten. Bei konstanter Temperatur haben klassisch alle Oszillationen die gleiche Höhe. Im quantenmechanischen Regime hängt die Höhe von der Ankopplung der einzelnen Niveaus an die Reservoirs ab und weist daher zufällige Variationen auf. Durch Invertieren von Gl. (2.27) und Gl. (2.28) lässt sich aus der Form der Oszillationen die Elektronentemperatur in der Probe bestimmen. Da die QDs dieser Arbeit durch das metallische Regime besser beschrieben werden, erhält man

$$T \simeq \frac{e}{5k_B \operatorname{acosh}(\sqrt{2})} \alpha V_{1/2} \simeq 2634 \frac{\text{K}}{\text{eV}} e \alpha V_{1/2} \quad (2.29)$$

wobei $V_{1/2}$ die Halbwertsbreite der Peaks und α der Konvertierungsfaktor zwischen Gatespannungswerten und der entsprechenden Energieskala ist. Dieses Verfahren wird oft als Thermometer angewendet, um zuverlässige Aussagen über die Probentemperatur zu bekommen.

Aus linearen Transportmessungen erhält man die Gatekapazität C_g , indem die Tunnelbarrieren und die Centergates definiert werden. Nun wird die Gatespannung an den Centergates weiter zu negativen Werten verschoben. Man beobachtet Coulomb-Blockade-Oszillationen, aus denen man

$$C_g \simeq \frac{e}{\Delta V_g} \quad (2.30)$$

abschätzen kann. Die Kapazität beträgt typischerweise einige aF bis mehrere hundert aF.

Wenn der Tunnelbereich $g < 2e^2/h$ nach oben verlassen wird, ist keine strikte Ladungsquantisierung mehr gewährleistet, und die Ladungszahl weist Quantenfluktuationen auf. In diesem Fall müssen Tunnelprozesse höherer Ordnung durch virtuelle Zwischenzustände, sogenanntes *cotunneling*, berücksichtigt werden. Die Form der Coulomb-Blockade-Oszillationen wird modifiziert, und man erhält zusätzliche Beiträge zum differentiellen Leitwert. Es ergibt sich ein endlicher Untergrund, der den Oszillationen überlagert ist.

2.3.4 Nichtlinearer Transport durch Quantenpunkte

Im nichtlinearen Regime wird die externe Source-Drain-Spannung erhöht, wodurch die Differenz der elektrochemischen Potentiale $eV_{\text{sd}} = (\mu_s - \mu_d)$ wächst. Damit vergrößert sich das Energieintervall für die besetzbaren Zustände. Man kann nun spektroskopieren, wie mit wachsendem V_{sd} die Zahl von Zuständen, die am Transport beteiligt sind, zunimmt.

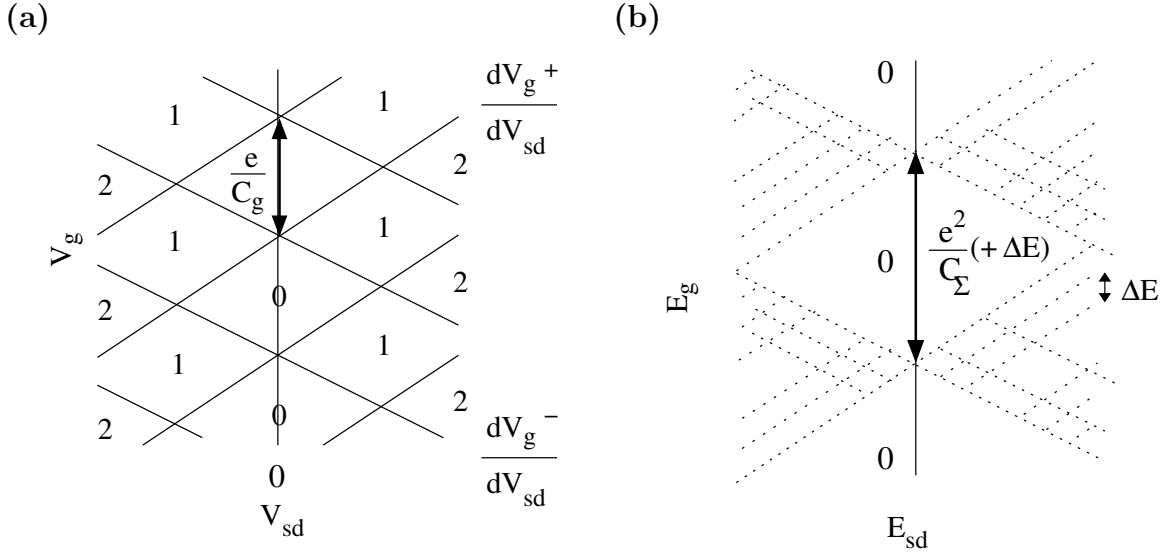


Abbildung 2.9: (a) Rautenmuster in Abhängigkeit von V_{sd} und V_g im metallischen Regime. Lineare Coulomb-Blockade-Peaks treten im Abstand ca. $\Delta V_g = e/C_g$ auf. Die Übergangsgeraden zu Nachbar-Rauten haben die Steigungen dV_g^+/dV_{sd} bzw. dV_g^-/dV_{sd} . Ziffern in den Rauten geben die Anzahl der jeweils am Transport beteiligten Niveaus an. (b) Rautenmuster im quantenmechanischen Regime. Der Leitwert der Seitenrauten, in denen die Blockade aufgehoben ist, ist überlagert vom Anregungsspektrum des QDs.

Im klassischen Regime erhöht sich der Strom durch den QD mit jedem zusätzlichen Energieniveau um einen diskreten Wert. Bei konstanter Gatespannung ergibt sich so ein Stufenprofil, die sogenannte *Coulomb staircase*. Die Breite der Stufen in V_{sd} ist abhängig von der Gatespannung. Trägt man den Leitwert in Abhängigkeit von (V_{sd}, V_g) auf, erhält man ein Rautenprofil, wobei die Höhe der Rauten wie in Abb. 2.9(a) gezeigt mit zunehmendem Betrag von V_{sd} anwächst, da mehr Zustände zum Transport beitragen.

Im quantenmechanischen Regime gibt es zwei konkurrierende Mechanismen, die zu einer Erhöhung des Stroms mit V_{sd} führen. Man erhält wie zuvor ein Rautenmuster mit Übergängen, sobald das Energieintervall ein zusätzliches Niveau einschließt. Dieses wird aber nun von einem Spektrum der Anregungsenergien der diskreten Niveaus überlagert. Diese geringeren Energieabstände treten als zusätzliche parallele Linien in den ursprünglichen Rauten mit endlichem Leitwert auf, wie am Beispiel von Abb. 2.9(b) zu sehen ist. Aus den Steigungen der Übergangslinien der Rauten in Abhängigkeit von V_{sd} und V_g lassen sich die Kapazitäten des Kapazitäts-Modells bestimmen. Hierbei sind mit $(dV_g/dV_{sd})^+$ die Geraden mit positiver Steigung und mit $(dV_g/dV_{sd})^-$ entsprechend die Geraden mit negativer Steigung gemeint (siehe Abb. 2.9(a)). Man erhält

$$\frac{dV_g^+}{dV_{sd}} = \frac{C_\Sigma - C_S}{C_g} \quad \text{und} \quad \frac{dV_g^-}{dV_{sd}} = -\frac{C_S}{C_g}. \quad (2.31)$$

Aus dem Verhältnis von Höhe und Breite der Rauten ergibt sich der Konvertierungsfaktor $\alpha = C_g/C_\Sigma$. Dieser wird benötigt, um Gatespannungswerte über $E_g = e\alpha V_g$ in korrespondierende Energiewerte umwandeln zu können, und beträgt typischerweise $\alpha \simeq 0,1$.

2.3.5 Kondo-Effekt und Zero Bias Anomaly

Im bisherigen vereinfachten Modell wurden mögliche Spin-Wechselwirkungen zwischen dem QD und den Reservoirien nicht berücksichtigt. In der Realität stellt jedoch ein ungepaartes Elektron auf einem QD einen lokalisierten Spinzustand dar, der mit den Spinzuständen der Reservoirie einen gekoppelten Zustand bildet. Diese Situation wird mit dem Formalismus des Kondo-Effekts beschrieben. Dieser bezog sich ursprünglich auf das anomale Tieftemperaturverhalten des Leitwerts von Metallen [47]. Er wurde 1961 mit dem Anderson-Formalismus auf Wechselwirkungen zwischen lokalisierten magnetischen Zuständen und ihrer metallischen Umgebung verallgemeinert [48]. 1988 wurde das Modell auf QDs angewendet [49, 50], woraus sich theoretische Vorhersagen für die Beobachtung des Kondo-Effekts in Transportuntersuchungen ergaben. Das Regime des Kondo-Effekts wird durch eine Kondo-Temperatur T_K mit

$$k_B T_K = \frac{1}{2} \sqrt{\hbar \Gamma E_A} \exp\left(\frac{\pi \epsilon_0 (E_A + \epsilon_0)}{2 \hbar \Gamma E_A}\right) \quad (2.32)$$

charakterisiert [51], wobei E_A die Additionsenergie des QDs, Γ die Energieverbreiterung durch Ankopplung an die Zuleitungen und ϵ_0 die Energie des Niveaus des lokalisierten Spins ist. Für $T \gg T_K$ tritt kein Kondo-Effekt auf. Bei tieferen Temperaturen bildet sich bei der Energie $\mu_s \simeq \mu_d$ eine Resonanz geringer Energiebreite in der Zustandsdichte aus. Über diesen Zustand kann Einzel-Elektronen-Transport stattfinden, auch wenn sich der QD in Coulomb-Blockade befindet. Der Transport involviert in diesem Fall Spin-Flip-Prozesse. Der erhöhte Stromfluss im linearen Regime schlägt sich in einem erhöhten differentiellen Leitwert um $V_{sd} = 0$, der so genannten *zero bias anomaly* nieder. Im Rauten-Bild bedeutet dies, dass in jeder zweiten Raute, also bei ungerader Besetzungszahl, eine zusätzliche Nulllinie zu sehen ist. Dieser Effekt wurde ab 1998 experimentell bestätigt [52, 53]. Später wurde nachgewiesen, dass der Kondo-Effekt unter dem Einfluss von Wechselwirkungen auch in Rauten mit gerader Elektronenzahl auftreten kann [54]. Betrachtet man Kurven $g(V_{sd})$ bei konstantem V_g , kann man um $V_{sd} = 0$ den Kondo-Peak der Zero Bias Anomaly erkennen. Dessen Höhe wächst für $T \geq T_K$ logarithmisch mit sinkender Temperatur. Die Halbwertsbreite wächst proportional zu T , bis sie im Bereich der Kondotemperatur in Sättigung geht. Das Sättigungsverhalten skaliert mit $k_B T_K / e$ [32]. In einem Magnetfeld parallel zur 2DEG-Ebene wird der Kondo-Peak aufgespaltet. Der Abstand der beiden Maxima entspricht der doppelten Zeeman-Aufspaltung $\Delta E = 2g_B \mu_B B$ mit dem effektiven g -Faktor g_B , dem magnetischen Moment μ_B und der Magnetfeldstärke B . Die Temperaturabhängigkeit des durch den Kondo-Effekt bedingten Leitwerts durch einen QD mit einem lokalisierten Spin kann durch die empirische Funktion

$$g(T) = g_0(f(T/T_K)) \sim g_0[1 + (2^{1/s} - 1)(T/T_K)^2]^{-s} \quad (2.33)$$

mit dem Tieftemperatur-Limit $g_0 \simeq 2e^2/h$ und $s \simeq 0,22$ angenähert werden [55]. Damit lässt sich eine Schar temperaturabhängiger Leitwertkurven anhand des Parameters $T_K(V_g)$ auf eine einzige Kurve $g(T/T_K)$ skalieren.

2.3.6 Doppel-Quantenpunkte

Ebenso wie Einzel-QDs als „künstliche Atome“ bezeichnet und spektroskopiert werden können, kann man Mehrfach-QDs auch als „künstliche Moleküle“ betrachten.

Die einfachsten Mehrfachsysteme sind serielle oder parallele Doppel-QDs. In Abb. 2.10(b) ist schematisch ein serieller Doppel-QD gezeigt. Der linke und der rechte äußere QPC definieren die Tunnelbarrieren zu den Reservoirien. Mit den Centergates der beiden QDs kann das jeweilige elektrostatische Potential kontinuierlich verändert werden. Der zentrale QPC definiert eine variable Tunnelbarriere und damit die Kopplungsstärke der QDs. Im Regime schwacher Kopplung mit sehr geringen Tunnelraten zwischen QD1 und QD2 lassen sich die Transporteigenschaften durch ein Kapazitätsmodell beschreiben, in dem eine Kapazität $C_{1,2}$ zwischen den QDs berücksichtigt wird. Bei starker Kopplung existiert ein endlicher Leitwert $g_{1,2}$. Dieser kann durch Leitwertsuntersuchungen des QPCs, der die Tunnelbarriere definiert, ermittelt werden. Die Ladungsquantisierung der Einzeldots mit elektronischen Besetzungszahlen (N_1, N_2) wird durch Tunnelprozesse aufgehoben und geht in Ladungsquantisierung für $(N_1 + N_2)$ des neuen Gesamt-QDs über. Man erhält ein „Molekül“ mit elektronischen Zuständen, die sich über das ganze System erstrecken. Interdot-Tunnelprozesse reduzieren in Analogie zu einer molekularen Bindungsenergie die Grundzustandsenergie des Gesamtsystems, da sich durch Aufhebung der Ladungsquantisierung eine energetisch günstigere nicht-ganzzahlige Ladungskonfiguration einstellen kann.

Lineare Transportuntersuchungen an Doppel-QDs weisen hexagonale Wabenmuster des differentiellen Leitwerts $g(V_{g1}, V_{g2})$ in Abhängigkeit von den Centergate-Spannungen der beiden QDs auf. Im Bereich der Waben ist der Transport blockiert, auf ihren Kanten ist Transport möglich, wenn entsprechende Randbedingungen erfüllt sind. Im Fall paralleler QDs kann Elektronentransport nur durch einen der QDs erfolgen, was zu einem endlichen Leitwert entlang einer Kante der Waben führt. Bei seriellen QDs muss sich im Fall schwacher Kopplung die Elektronenzahl beider QDs gleichzeitig ändern können, wodurch nur an den Ecken der Waben ein endlicher Leitwert beobachtet wird. Bei starker Kopplung wird diese Bedingung gelockert, und Transport kann entlang aller Kanten stattfinden [56]. Nimmt man lineare Transportmessungen $g(V_g)$ in Abhängigkeit von einem einzigen Gateparameter auf, sind sie i. Allg. ein zufälliger Schnitt durch das Wabenmuster. Dadurch können einzelne Peaks unterdrückt werden, und man beobachtet „stochastische Coulomb-Blockade“ [57]. Bei symmetrischen Doppel-QDs ist der Schnitt eine Diagonale mit zwei regelmäßigen Perioden, die sich mit Variation der Tunnelbarriere ändern.

In [58, 59] werden zwei serielle QDs mit nominell identischen Gatekapazitäten $C_{g1} = C_{g2}$ untersucht. Man beobachtet den linearen Transport durch den Doppel-QD bei unterschiedlichem Leitwert $g_{1,2}$. In Abb. 2.10(a) sind vier Datensätze bei $g_{1,2} \simeq 0$ (oben) bis $g_{1,2} \simeq 2e^2/h$ (unten) dargestellt. Bei schwacher Kopplung sieht man regelmäßige Coulomb-Blockade-Oszillationen mit der Charakteristik der identischen Einzel-QDs. Bei zunehmender Kopplung werden die Peaks um den Betrag E_{int} der Wechselwirkungsenergie aufgespaltet, die einer „molekularen Bindungsenergie“ entspricht. Das Verhältnis von Peakaufspaltung ΔV_s zu Peakabstand ΔV_p ist eine universelle Funktion von $g_{1,2}$ und bei schwacher Kopplung proportional zu $g_{1,2}$ [59, 60, 61]. Bei starker Kopplung geht die Aufspaltung äquidistant in Sättigung. Die Periode hat sich halbiert, was einem neu entstandenen Einzel-QD mit Gesamtkapazität $C_\Sigma = C_{\Sigma1} + C_{\Sigma2}$ und $C_g = C_{g1} + C_{g2}$ entspricht. Der Ursprung der Auf-

2 Theoretischer Hintergrund

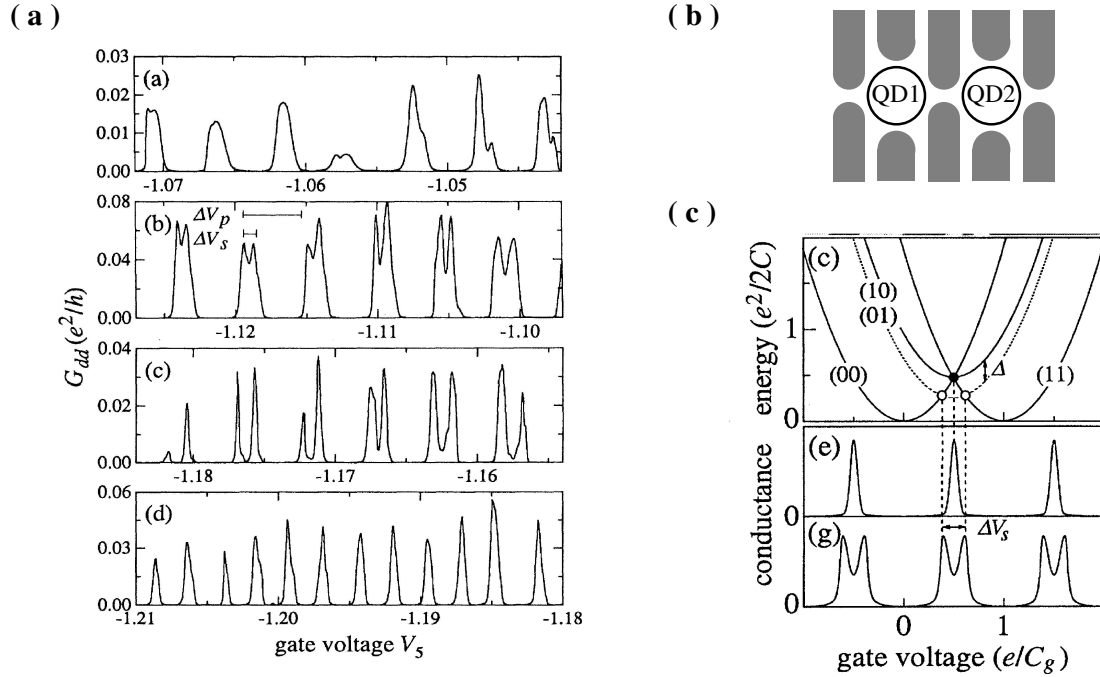


Abbildung 2.10: (a) Nachweis der Periodenhalbierung der Coulomb-Blockade-Oszillationen eines Doppel-QDs von schwacher (oben) zu starker Kopplung (unten), aus [58]. (b) Schematische Darstellung eines seriellen Doppel-QDs. (c) Modell für die Peak-Aufspaltung bei verstärkter Kopplung des Doppel-QDs, aus [58]. Ohne Kopplung sind die Konfigurationen $N_1 \neq N_2$ entartet, mit Kopplung wird die Grundzustandsenergie um Δ reduziert und die Entartung aufgehoben.

spaltung ist in Abb. 2.10(c) illustriert. Hier ist die Ladeenergie des Doppel-QDs für verschiedene Elektronenkonfigurationen (N_1, N_2) aufgetragen. Bei $g_{1,2} \simeq 0$ sind die Zustände für polarisierte Konfigurationen $N_1 \neq N_2$ entartet. Ein endlicher Leitwert $g_{1,2}$ durch Tunnelprozesse hebt die Entartung auf und reduziert die Energie. Die Einzel-QD-Zustände werden zu neuen Zuständen des Gesamtsystems, die Parabeln spalten in eine Mannigfaltigkeit auf, deren tiefster Zustand als neuer Grundzustand um den Betrag Δ abgesenkt wird. Für kleine Δ beobachtet man eine Peakaufspaltung $E_{\text{int}} = (2C_{\Sigma}\Delta)/(eC_g)$. Bei $g_{1,2} \simeq 2e^2/h$ ist keine Polarisation des Doppel-QDs mehr möglich, da sich ein ausgedehnter Einzel-QD gebildet hat. Die Peaks sind mit halbiertem Abstand äquidistant.

Wenn $C_{g1} \neq C_{g2}$, werden die aufgespaltenen Oszillationen zusätzlich moduliert, da sich eine Schwebung zwischen Oszillationen mit den Perioden e/C_{g1} und e/C_{g2} ergibt. Dies führt zu Asymmetrien in der Aufspaltung und quasiperiodischem Verhalten.

Die Peak-Aufspaltung bei Variation der Kopplung spiegelt sich auch in nichtlinearen Transportuntersuchungen wider [62]. Bei schwacher Kopplung sind große regelmäßige Coulomb-Blockade-Rauten sichtbar, die Kapazitäten entsprechen den identischen seriellen QDs. Im Übergangsbereich treten große und kleine Rauten im Wechsel auf. Bei starker Kopplung erhält man die Charakteristik eines großen Einzel-QDs mit halber Periode.

3 Probenherstellung

Bei der Herstellung der Proben zur Untersuchung von Transporteigenschaften verwendet man eine GaAs/AlGaAs-Heterostruktur als Substrat. Auf der Oberfläche wird mit optischer Lithografie und anschließendem Nassätzen eine Mesa definiert. Mit dem gleichen lichtoptischen Verfahren werden durch Metallisierung ohmsche Kontakte, Gatezuleitungen und Bondpads aufgebracht. Die Nanostrukturierung erfolgt mit Elektronenstrahlithografie im Zentrum der Mesa. Nähere Angaben zu den Prozessparametern finden sich in Anhang A. Wenn die Probe fertiggestellt ist, wird sie auf einen *chipcarrier* aufgebracht und mit Bonddrähten kontaktiert. Sie kann nun in den Kryostat eingebaut werden.

3.1 Substrat

Die GaAs/AlGaAs-Heterostruktur-Wafer wurden am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart bzw. am Cavendish Laboratory der University of Cambridge durch Molekularstrahlepitaxie hergestellt. An der Grenzschicht zwischen GaAs und AlGaAs bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus, das in einer Tiefe von 120 nm bzw. 90 nm parallel zur Oberfläche liegt. Die Schichtsysteme der verwendeten Substrate und die Entstehung des 2DEGs sind in Anhang B ausführlich beschrieben.

Zu Beginn der Probenpräparation wird die Heterostruktur in Stücke der gewünschten Größe, in unserem Fall ca. 5 mm auf 5 mm, aufgeteilt. Dies geschieht durch Anritzen parallel zu den Kristall-Vorzugsrichtungen und vorsichtiges Brechen des Wafermaterials. Die Probenstücke werden im Anschluss gründlich mit Aceton und Isopropanol (IPA) gereinigt.

3.2 Masken

Für alle optischen Lithografieschritte wurden Chrommasken verwendet, die aus *mask blanks* der SCHOTT Lithotec AG gefertigt wurden. Sie bestehen aus einem mit einer dünnen Chromschicht versehenen Glasplättchen, das mit elektronensensitivem Lack bedeckt ist. In der Lackschicht werden mit der Elektronenstrahlanlage IBM VS 2A in der zuvor am Rechner programmierten Form die Muster für alle vier optischen Belichtungsebenen erzeugt. Im Anschluss wird die Maske ca. 90 s lang in einer 1:2-Mischung aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol entwickelt. Dann wird sie ca. 90 s lang in Chromätze bei 60 °C im Wasserbad entwickelt, bis die Chromschicht an den belichteten Stellen vollständig entfernt ist. In jeder Belichtungsebene markieren identische Positionierungskreuze als *alignment marker* die Ecken des Belichtungsfeldes. Diese gewährleisten, dass bei aufeinanderfolgenden optischen Lithografieschritten passgenaue Gesamtstrukturen erzeugt werden können. Die meisten der verwendeten Masken wurden im Rahmen dieser Arbeit selbst hergestellt.

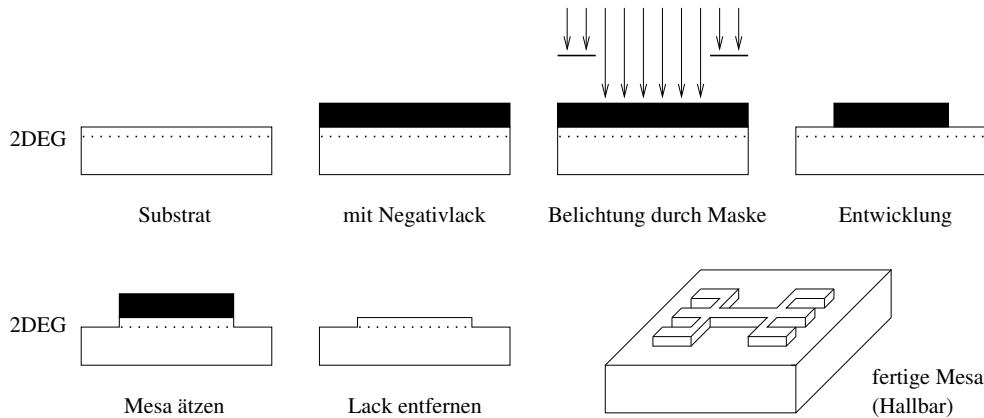


Abbildung 3.1: Optische Lithografie und nasschemisches Ätzen

3.3 Optische Lithografie

Die Musterübertragung erfolgt, indem eine Maske in den Strahlengang einer Maskenjustier- und Belichtungsanlage KSM-MJB 3 der Karl Süss KG eingebracht wird, mit welcher das Lochmuster der Chromschicht im Kontaktverfahren auf die Lackschicht einer Probe abgebildet wird. Der Belichter verfügt über eine Quecksilberdampfampe mit einem Wellenlängenbereich von ca. 280 nm bis 450 nm. Im Kontaktverfahren lässt sich hiermit eine Auflösung von ca. $1,5 \mu\text{m}$ und eine Justiergenauigkeit unter $1 \mu\text{m}$ erreichen [63].

Durch das Belichten wird die chemische Zusammensetzung des Lackes lokal modifiziert. Beim anschließenden Entwickeln werden bei Negativlack die unbelichteten, bei Positivlack die belichteten Bereiche entfernt. Die Lackstruktur kann entweder durch nasschemisches Ätzen bzw. Trockenätzen (Abb. 3.1) oder durch Metallisierung mit darauf folgendem *lift-off*-Prozess (Abb. 3.2) auf das Probenmaterial übertragen werden. Beim Lift-Off wird der Restlack mit der darauf befindlichen Metallschicht abgelöst, und nur die metallisierte Struktur bleibt auf der Oberfläche haften. Aus herstellungstechnischen und Effizienzgründen werden jeweils vier Strukturen auf einem Probenstück erzeugt, welche erst nach der abschließenden Elektronenstrahlbelichtung voneinander getrennt werden.

3.3.1 Mesa

Im ersten Prozessschritt wird eine Mesa (*Hall bar*-Anordnung) aus dem Substratmaterial geätzt. Ein Beispiel einer vierarmigen Mesastruktur ist in der lichtmikroskopischen Abb. 3.3(a) mit einem Bildausschnitt von ca. $850 \mu\text{m}$ auf $700 \mu\text{m}$ gezeigt. Im Bereich der Mesa bleibt die ursprüngliche Schichtfolge des Substrats erhalten, während im gesamten übrigen Bereich die obersten Schichten weggeätzt werden. Die Ätztiefe beträgt ca. 70 nm bis 110 nm. Dies hat eine Veränderung der Bandstruktur zur Folge, wodurch das 2DEG ausschließlich unterhalb der Mesa erhalten bleibt und so zweidimensionale Leiterbahnen definiert. Außerhalb der Mesa verschwindet der Potentialtopf im Leitungsband unterhalb der Fermienergie, und es stehen keine besetzbaren quantisierten Energieniveaus mehr zur Verfügung (siehe Anhang B).

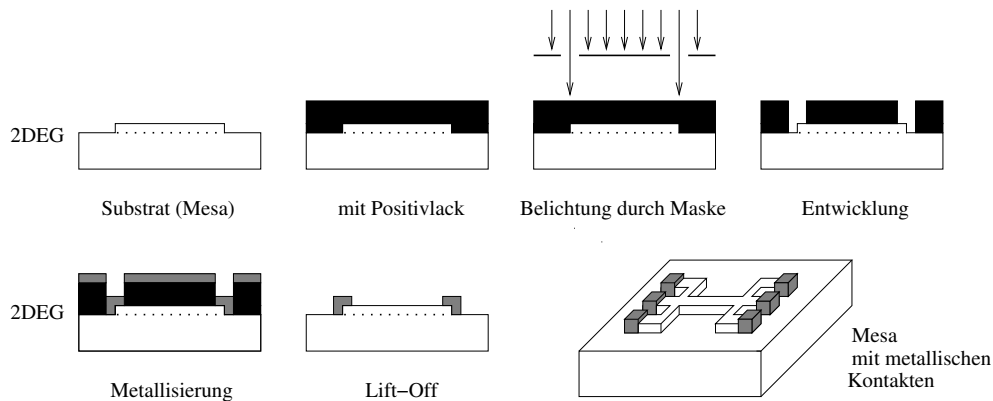


Abbildung 3.2: Optische Lithografie und Metallisierung

Die Mesa wird mit optischer Lithografie hergestellt. Nachdem man die Probenoberfläche durch Ausheizen auf der Hotplate dehydriert hat, wird Haftvermittler HMDS (Hexamethylsiloxan) aufgebracht. Diesen lässt man kurz einwirken, schleudert ihn ab und belichtet die Probe mit Negativlack. Es folgt ein Ausbackschritt. Dann wird über eine Maske die Mesastruktur in den Lack belichtet, gefolgt von einem *post exposure bake*. Beim anschließenden Entwickeln bleiben nur die unbelichteten Bereiche in Form einer Lackmesa bestehen. Nach einem *hardbake* wird die Struktur dauerhaft auf das Substrat übertragen. In einer stark verdünnten Mischung aus Wasserstoffperoxid und konzentrierter Schwefelsäure wird die Probe nasschemisch geätzt, bis die gewünschte Tiefe erreicht ist. Zur Kontrolle subtrahiert man die zuvor mit einem *Surface Profiler Dektak 3030 ST* gemessene Höhe der Lackstruktur von der aktuellen Gesamthöhe, wobei eine geringfügige Lackabtragung durch die Ätzlösung berücksichtigt wird. Nun muss noch der Lack entfernt, die Probe gereinigt und die absolute Ätztiefe überprüft werden.

3.3.2 Ohmsche Kontakte

Im nächsten Schritt möchte man das 2DEG unter der Mesa kontaktieren. Zu diesem Zweck werden an den Enden aller Mesa-Arme metallische ohmsche Kontakte aufgebracht (Abb. 3.3(b)). Um zu erreichen, dass man anstelle eines Schottky-Kontaktes tatsächlich ohmsche Kennlinien erhält, wird die Probe erhitzt, um das aufgebrachte Metall einzulegieren. Aktuelle Untersuchungen haben ergeben, dass die Orientierung der Kontaktkanten bezüglich der Kristallrichtungen des Substrats einen wichtigen Einfluss auf die Kontaktwiderstände hat [1, 64]. Daher muss die Richtung der Mesa entweder von Beginn an richtig gewählt werden, oder die Kontakte können leicht versetzt auf die Mesa aufgebracht werden, so dass beide Kantenrichtungen vertreten sind.

Auch die ohmschen Kontakte werden mit optischer Lithografie definiert. Wieder wird die Probe dehydriert, dann mit Positivlack belichtet. Der Lack wird ausgebacken und getrocknet. Es folgen Belichtung durch eine Maske sowie Entwicklung. Bei der Belichtung wird die Maskenstruktur anhand von *alignment markers* über der bereits vorhandenen Mesa-Struktur positioniert. Nun sind die Kontaktflächen als freigelegte Stellen in der Lackschicht

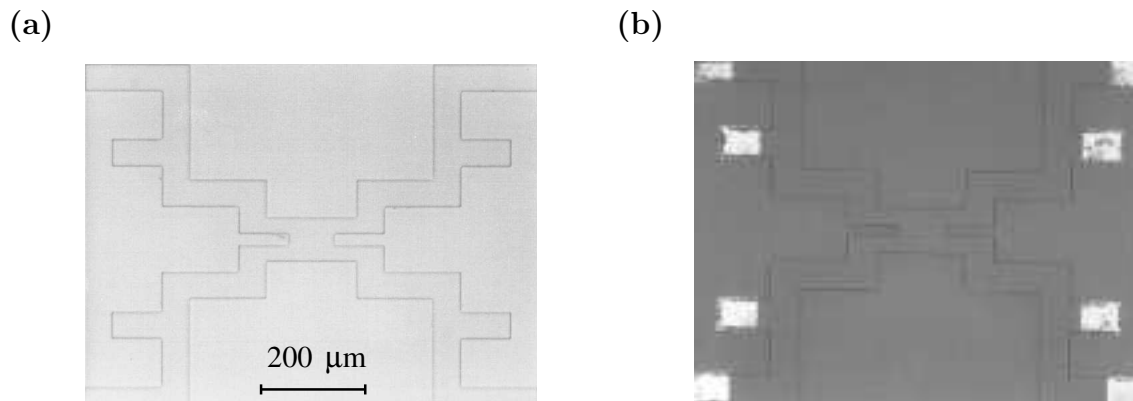


Abbildung 3.3: (a) Geätzte Mesa (b) Ohmsche Kontakte (AuGe, Ni, Au)

vorgegeben. Durch Veraschen mit einem Plasma Prozessor 100-E der *Technics Plasma GmbH* werden eventuelle Lackreste von der Oberfläche entfernt. Nach einem HCl-Dip werden in einem Dreischicht-Verfahren Gold-Germanium-Eutektikum Au88/Ge12, Nickel und Gold aufgedampft. Es folgt ein Lift-Off-Prozess in Aceton. Zuletzt durchläuft das Metallsystem AuGe-Ni-Au im Legierofen AZ 450 der Dr. Eberl MBE Komponenten GmbH einen dreistufigen Legierprozess, bei dem Metall-Atome in das Substratmaterial diffundieren und dadurch Kontakt zum unter der Oberfläche verborgenen 2DEG herstellen. Zunächst wird dehydriert, dann der Schmelzpunkt des Eutektikums von 356 °C [65, 66] überschritten, schließlich bei Temperaturen über 400 °C eindiffundiert. Um das Ergebnis zu überprüfen, nimmt man nach dem Einlegieren sowohl bei Raumtemperatur als auch bei Flüssighelium-Temperatur Strom-Spannungs-Kennlinien zwischen verschiedenen Kontaktpaaren auf. Der Zweipunkt-Widerstand sollte mit sinkenden Temperaturen ebenfalls sinken.

Einige Zeit waren die angestrebten Transportuntersuchungen bereits im Ansatz zum Scheitern verurteilt, da es uns nicht gelang, Proben herzustellen, die bei tiefen Temperaturen ausreichend niedrige Kontaktwiderstände aufwiesen. Infolgedessen wurden verschiedene Rezepturen getestet, bis eine Lösung gefunden war, die eine hohe Ausbeute an niederohmigen Kontakten garantiert. Eine Übersicht über die Ergebnisse dieser Studie findet sich in Kap. 5.1.

3.3.3 Gatezuleitungen

Die Gatezuleitungen (siehe Abb. 3.4(a)) werden benötigt, um die Nanostrukturen zu kontaktieren, die anschließend per Elektronenstrahlithografie ins Zentrum der Mesa geschrieben werden. Sie bilden die Verbindung zwischen den Goldgates, aus welchen die Nanostrukturen aufgebaut sind, und den *bond pads*, über die die Verdrahtung erfolgt.

Die Herstellung der Gatezuleitungen verläuft analog zu den ohmschen Kontakten. Die Probe wird dehydriert, und die Oberfläche wird mit Positivlack belackt. Der Lack wird ausgebacken und getrocknet. Es folgt die optische Belichtung der Gatezuleitungen durch eine Chrommaske mit anschließender Entwicklung. Die Lackstruktur wird im Verascher von unerwünschten Lackresten befreit. Nach 10 s HCl-Dip wird die Probe in die Aufdampf-

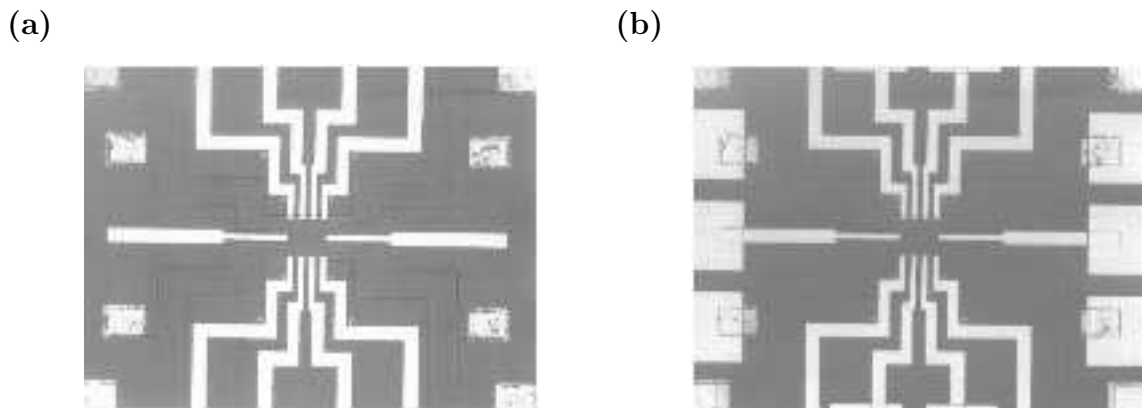


Abbildung 3.4: (a) Gatezuleitungen (Cr, Au) (b) Bondpads (Cr, Au)

anlage (Hochvakuum Laborsystem PLS 570 der Pfeiffer Vacuum GmbH) eingebaut. Bei einem Enddruck von ca. 10^{-7} mbar bis 10^{-6} mbar werden eine dünne Schicht Chrom als Haftvermittler sowie eine Goldschicht aufgedampft. Durch einen Lift-Off-Prozess in Aceton wird die Lackschicht entfernt und die Metallstruktur der Gatezuleitungen bleibt auf der Probenoberfläche zurück.

3.3.4 Bondpads

Die ca. $130\ \mu\text{m}$ auf $150\ \mu\text{m}$ großen metallischen Bondpads (siehe Abb. 3.4(b)) dienen als Kontaktflächen für Bonddrähte, welche die metallischen Strukturen der Probenoberfläche mit den Kontaktflächen eines Chipcarriers verbinden. Sie werden jeweils auf die äußeren Enden der zu kontaktierenden Strukturen aufgebracht, d.h. in unserem Fall auf die ohmschen Kontakte sowie die Enden der Gatezuleitungen zu den REM-Strukturen. Die Abfolge der Herstellungsschritte entspricht exakt derjenigen für die Gatezuleitungen, mit dem einzigen Unterschied, dass die Bondpads zur besseren Drahfhaftung ursprünglich mit größerer Schichtdicke aufgedampft wurden. In späteren Proben wurden die beiden Strukturen gemeinsam hergestellt. Nach dem erneuten Lift-Off-Prozess ist der lichtoptische Teil der Probenherstellung abgeschlossen.

3.4 Elektronenstrahl-Lithografie

Die Form der Nanostrukturen wird durch Goldgates auf der Meso-oberfläche definiert. Wird an die Gates ein negatives Potential angelegt, so wird die Struktur durch Verarmung des darunter liegenden 2DEGs in das Elektronengas übertragen. Die Gates haben eine Breite von ca. 100 nm und werden aufgrund des besseren Auflösungsvermögens unter Verwendung von Elektronenstrahlolithografie erzeugt. Dies geschieht in einem Rasterelektronenmikroskop (REM) Philips XL 30 mit einer Auflösungsgrenze von ca. 10 nm.

Zunächst wird die Probe mit zwei Schichten Positivlack PMMA (Polymethylmethacrylat) belackt und anschließend ausgebacken. Die gewünschten Nanostrukturen werden als Musterdateien am Rechner vordefiniert und vom *pattern generator* des REMs gesteuert mit

3 Probenherstellung

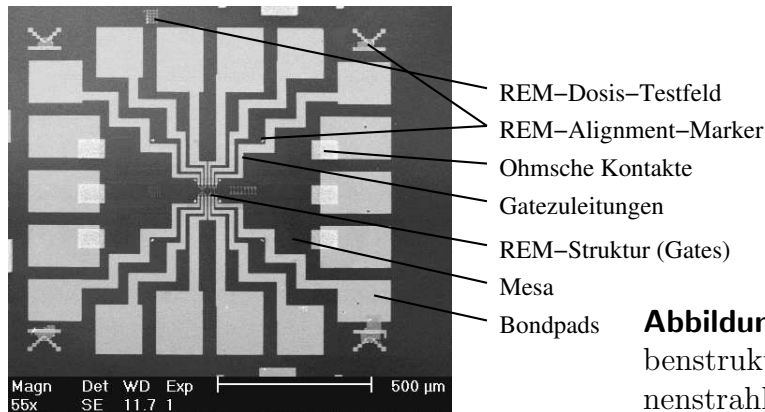


Abbildung 3.5: REM-Aufnahme einer Probenstruktur nach optischer und Elektronenstrahlolithografie.

einem 30 keV-Elektronenstrahl auf den Lack übertragen. Nähere Angaben zu den Belichtungsparametern sind in Anhang A aufgeführt. Die belichtete Probe wird in einer Mischung aus Isopropanol und Methylisobutylketon (MIBK) entwickelt. Dann werden die Goldgates mit Chrom als Haftvermittler in einer Gesamtdicke von ca. 30 nm aufgedampft. Im Lift-Off-Prozess werden Lack und überschüssiges Metall entfernt. Die Probenstrukturierung ist hiermit abgeschlossen. Es folgt eine optische Kontrolle der erstellten Gesamtstruktur am Lichtmikroskop. Eine REM-Aufnahme einer fertigen Struktur ist in Abb. 3.5 gezeigt.

3.5 Bonden

Nach der Elektronenstrahlolithografie werden die vier gemeinsam prozessierten Mesa-Strukturen voneinander getrennt. Das $(5 \text{ mm})^2$ große Substrat wird schutzbelackt, zwischen den Strukturen mittig mit einer Diamantnadel angeritzt und in vier Einzelproben zerbrochen. Jede Probe wird gereinigt und mit Leitsilber in einem Chipcarrier befestigt. Die je 18 Bondpads der Proben werden manuell an einem *thermosonic/ultrasonic wedge bonder* Hybond 572A mit den 18 Anschlüssen der Chipcarrier verbunden. Dies geschieht, indem ein 25 µm dicker Golddraht durch Erwärmen und Ultraschall mit dem Metall der jeweiligen Kontaktflächen auf Probe und Carrier beidseitig verbunden wird. Hierbei sind alle Anschlüsse des Chipcarriers untereinander leitend verbunden und geerdet, um zu vermeiden, dass die Nanostrukturen durch elektrostatische Aufladungen beschädigt werden. Nach dem Bonden können die Proben in den Entmischungs-Kryostaten eingebaut werden.

4 Messaufbau

4.1 Messtechnik

4.1.1 Messelektronik

Die Qualität aller Messungen hängt sensibel von der dabei eingesetzten Messelektronik ab. Sie muss für kleinste Signale geeignet und rauscharm sein sowie eine definierte Erde liefern, ohne die Messungen durch Erdschleifen zu beeinträchtigen. Für die gezeigten Messungen wurden die folgenden Geräte eingesetzt, die teilweise von Gruppenmitgliedern selbst unter Beteiligung der hauseigenen Elektronikwerkstatt angefertigt wurden.

- Messbox (Eigenbau Gruppe): Die Verkabelung des Chipcarrier-Sockels im Kryostat endet am oberen Ende des Inserts auf einem 24poligen Stecker, von welchem aus ein T-Stück zu zwei weiteren Steckern führt. Ein Erdungsstecker verbindet alle 24 Anschlüsse und sichert die Probe vom Einbau bis zum Anschluss der Messbox. Ein Messkabel führt vom zweiten Stecker aus zur Messbox, von welcher aus alle Anschlüsse ebenfalls sternförmig geerdet werden können, so dass der Erdungsstecker risikolos entfernt werden kann. Jeder der 18 Anschlüsse der Probe, der beiden Anschlüsse der Infrarotdiode und der vier Anschlüsse des RuO₂-Thermometers ist mit einem BNC-Anschluss und einem separaten Erdungsschalter ausgestattet, so dass unbenutzte Anschlüsse jeweils auf dasselbe Erdpotential gelegt werden können.
- *Keithley 236 Source Measure Unit (SMU)*: Die SMU ermöglicht es, manuell oder rechnergesteuert Spannungsrampen vorzugeben und den dabei anfallenden Strom zu messen oder umgekehrt. Üblicherweise wurde sie für $I(V)$ -Messungen eingesetzt. Sie eignet sich gut, um die Kennlinien von ohmschen Kontakten aufzunehmen. Auch zur Definition von Gatespannungen wurde die SMU gelegentlich eingesetzt. Dabei lässt sich mit demselben Gerät gleichzeitig überprüfen, ob Leckströme (z.B. zwischen den Hälften eines Split-Gates) auftreten. Die minimale Schrittweite der SMU im Bereich bis $\pm 1,1\text{ V}$ beträgt $100\ \mu\text{V}$.
- *7260 bzw. 7265 DSP Lock-in Amplifier von EG&G Instruments*: Mit dem Lock-in Verstärker können im Lock-in Verfahren hochsensitive Strom-Spannungs-Messungen durchgeführt werden. Er ist das Mittel der Wahl für fast alle linearen und nichtlinearen Messungen. Am Gerät kann u. a. die Amplitude und Frequenz der Ausgangsspannung, die Zeitkonstante, Verstärkung und Bandbreite der Messung sowie die Art der Messung (Strommessung, Spannungsmessung in Zweipunkt- oder Vierpunkt-Anordnung) eingestellt werden. Zusätzlich zur Lock-in-Funktion liefert das Gerät mehrere DAC-Gleichspannungsquellen, die als Alternative zur *Quad Voltage Source* herangezogen werden können.

- *Keithley 213 Quad Voltage Source*: Jede der beiden vorhandenen *Voltage Sources* verfügt über vier hochstabile Gleichspannungsquellen von -10 V bis 10 V, die rechnergesteuert in Schrittweiten bis minimal 0,25 mV gefahren werden können. Sie liefern die Steuerspannung für die nanostrukturierten Gates und wurden in nichtlinearen Messungen, in welchen Schrittweiten von ca. 0,01 mV erforderlich sind, über einen Spannungsteiler als variable Source-Drain-Spannung angelegt.
- *Model SR 570 Low-Noise Current PreAmplifier* von *Stanford Research Systems*: Der Strom-Vorverstärker wird benutzt, um die sehr geringen Messströme (pA) in besser messbare Spannungen (mV) umzuwandeln. Um die Messergebnisse nicht zu verfälschen, muss ein geeigneter Verstärkungsfaktor gewählt werden.
- *HP 34401A Multimeter*: Das Digitalmultimeter kann u. a. zum Messen von Spannungen, Strömen und Widerständen eingesetzt werden. In dieser Arbeit wurde es hauptsächlich verwendet, um die Gleichspannung aufzunehmen, die bei nichtlinearen Messungen über die Probe abfällt.
- *Oxford IPS¹²⁰⁻¹⁰ Superconducting Magnet System*: Der supraleitende Magnet in der He-Kammer des Kryostaten ist auf max. 10 T bei 4,2 K bzw. 12 T bei 2,2 K ausgelegt. Die Magnetfeldstärke lässt sich über das *Superconducting Magnet Power Supply IPS¹²⁰⁻¹⁰* rechnergesteuert oder manuell mit einstellbarer Sweeprate variieren.
- Zusätzlich zu den kommerziellen Geräten wurden einige Komponenten in der Gruppe angefertigt, um den besonderen Anforderungen an Abschirmung, Stabilität, Rauscharmut und Erdung gerecht zu werden. Diese sind in Aluminium-Einschubkassetten integriert und gut für ein 19" Mess-Rack geeignet. Bisläng liegen vier Einschubkassetten vor. Sie beinhalten diverse Vorwiderstände, drei Spannungsteiler $1:10^2$, $1:10^3$ und $1:10^4$ sowie Innenleiter/Schirm-Trennungen, zwei passive und einen aktiven Spannungsaddierer (*ac+dc*) sowie zwei Transimpedanzverstärker (TIV), die als aktive Strom-Spannungs-Wandler dienen. Als stabile Spannungsversorgung für die aktiven Komponenten stehen zwei 12 V-Blei-Akkus zur Verfügung. Für nichtlineare Messungen werden der aktive Spannungsaddierer mit integrierten Spannungsteilern und einer der beiden TIV eingesetzt, über die die Source-Drain-Spannung nach Wahl symmetrisch oder asymmetrisch an die Probe angelegt werden kann.

4.1.2 Messtechniken

Zweipunktmessungen

Bei Messungen in Zweipunkt-Anordnung erfolgen Prägung und Messung von Strom und Spannung über dasselbe ohmsche Kontaktpaar, siehe Abb. 4.1(a). Es sind sowohl $I(V)$ - als auch als $V(I)$ -Messungen möglich. Der Widerstand setzt sich zusammen aus

- dem Widerstand des Messaufbaus (vernachlässigbar),
- dem Widerstand der Zuleitungen (in unserem Fall ca. $118 \Omega \cdot 2$, aus Kurzschlussmessung),
- der Summe der beiden Kontaktwiderstände R_K (idealerweise $\ll 1 \text{ k}\Omega$),
- dem Widerstand über das 2DEG der Probe (je nach Probengeometrie ca. $1 \text{ k}\Omega$)
- sowie dem Widerstand durch den zentralen Bereich der Nanostruktur.

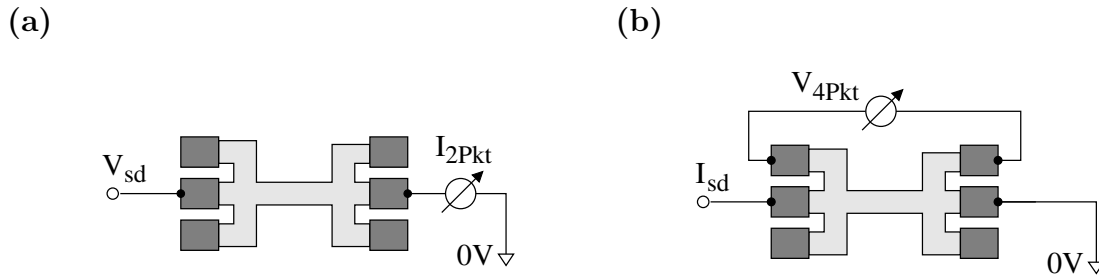


Abbildung 4.1: (a) Zweipunkt-Anordnung: Prägung und Messung erfolgen an denselben Kontakten. Es sind $I(V)$ - und $V(I)$ -Messungen möglich.

(b) Vierpunkt-Anordnung: Prägung und Messung erfolgen an separaten Kontakten, um den konstanten seriellen Widerstand zu reduzieren. Es sind nur $V(I)$ -Messungen möglich.

Um den gesuchten Beitrag der Nanostruktur zu erhalten, der bei konstantem Magnetfeld die einzige Variable in dieser Summe ist, muss man die Daten um den Wert der übrigen Komponenten bereinigen. Diesen erhält man näherungsweise als Messwert, wenn an den nanostrukturierten Gates keine Spannung anliegt. Zweipunktmessungen werden hauptsächlich mit der *Source Measure Unit* oder dem Lock-in Verstärker durchgeführt.

Vierpunktmessungen

Wie in Abb. 4.1(b) gezeigt, werden bei Messungen in Vierpunktanordnung Strom- und Spannungsabgriffe voneinander getrennt. Es wird ein Strom von ca. 10 nA angelegt. Daraufhin wird die Potentialdifferenz zwischen zwei Spannungsabgriffen gemessen. Da die Abgriffe selbst nicht stromführend sind, trägt der Widerstand von Messaufbau, Zuleitungen und ohmschen Kontakten nicht zur Messung bei, und man erhält den reinen Widerstand der Probe zwischen den Abgriffen. Dieser setzt sich bei $B = \text{konst.}$ aus einem konstanten Beitrag des 2DEGs, der durch die verkürzte Strecke geringer ausfällt, und dem variablen Widerstand aus dem Transport durch die Nanostruktur zusammen. Vierpunktmessungen sind das Mittel der Wahl, um möglichst unverfälschte Ergebnisse zu erhalten, insbesondere falls die Kontaktwiderstände unerwünscht hoch ausfallen. In dieser Anordnung sind nur $V(I)$ -Messungen möglich. Besondere Vorsicht ist geboten, wenn der Widerstand über die Probe sehr hoch wird, da in diesem Fall hohe Spannungen abfallen können. Vierpunktmessungen werden vorwiegend mit dem Lock-in Verstärker durchgeführt.

Lock-in Technik

Da man messen möchte, ohne die Probe merklich zu erwärmen und die Quantisierungseffekte thermisch zu verbreitern, werden Spannungen von wenigen μV oder ein Strom im nA-Bereich angelegt. Damit können die Messwerte von der gleichen Größenordnung wie die Rauschamplitude sein. Es tritt vor allem weißes Rauschen (z.B. thermisches Rauschen) auf, das bei jeder Frequenz etwa den gleichen Rauschpegel hat, sowie $1/f$ -Rauschen, dessen Amplitude proportional zu $1/f^\alpha$ mit $\alpha \simeq 1$ bis 2 ist. Die Amplitude des thermischen Rauschens berechnet sich zu $V_{\text{rms}} = \sqrt{4k_B T R B}$, wobei T die Temperatur, R der Wider-

stand und B die inverse Zeitkonstante der Messung ist. Mit Hilfe des Lock-in-Verfahrens werden die Messdaten vom Rauschen separiert. Die Amplitude des $1/f$ -Rauschens wächst bei niedrigen Frequenzen und führt insbesondere bei dc -Messungen zu stark verrauschten Ergebnissen, weshalb man im Lock-in Verfahren einen Wechselstrom oder eine Wechselspannung an die Probe anlegt. Die entsprechende Frequenz wird dem Lock-in-Verstärker als Referenzfrequenz vorgegeben, mit welcher das verrauschte Messsignal gleichgerichtet wird. Das Signal dieser Frequenz wird herausgefiltert und über einen Tiefpass in eine Gleichspannung umgewandelt, während sich alle anderen Frequenzen herausmitteln. Der digitale Lock-in Verstärker besitzt eine automatische Phasenkompensation und gibt zu jedem Zeitpunkt den Betrag der Maximalamplitude der Messgröße aus.

Lineare Transportmessungen

Messungen im linearen Bereich werden bei Source-Drain-Spannung $V_{sd} \simeq 0$ durchgeführt, so dass das elektrochemische Potential über die ganze Probe im Wesentlichen konstant ist. Man kann dazu sowohl die Zweipunkt- als auch die Vierpunkt-Anordnung wählen. An die Probe wird eine kleine konstante Wechselspannung oder ein Wechselstrom für das Lock-in Verfahren angelegt. Im Fall von Transportmessungen an QPCs oder QDs variiert man nun eine Gatespannung, die an der Nanostruktur anliegt, und erhält damit Gatecharakteristiken, die den differentiellen Leitwert $g(V_g) = \frac{\partial I}{\partial V_{sd}}(V_g)$ in Abhängigkeit von der Gatespannung darstellen. Wenn man die linearen Transportmessungen numerisch nach der Gatespannung ableitet, erhält man die *transconductance* $\frac{\partial g}{\partial V_g}(V_g) = \frac{\partial^2 I}{\partial V_{sd} \partial V_g}(V_g)$, in welcher die Struktur der differentiellen Leitwertmessung oft deutlicher zur Geltung kommt.

Nichtlineare Transportmessungen

Im nichtlinearen Messaufbau wird mit einem Spannungsaddierer eine variable Gleichspannung V_{sd} zur konstanten Wechselspannung des Lock-in Verfahrens addiert. Die Gleichspannung bewegt sich im Bereich von Millivolt, die Wechselspannung bei wenigen Mikrovolt. In der Transportmessung wird mit einem Lock-in Verstärker der ac -Anteil des Stromes über die Probe bestimmt, woraus sich der differentielle Leitwert ermittelt. Ein Digital-Multimeter misst den dc -Strom über die Probe. Da der Messstrom zuvor über einen Strom-Spannungs-Wandler in eine Spannung transformiert wird, werden in beiden Fällen de facto Spannungswerte gemessen. Der elektronische Messaufbau ist in Abb. 4.2 skizziert. Durch die Variation der Source-Drain-Spannung V_{sd} und der Gatespannung V_g ergibt sich eine Messung des differentiellen Leitwerts $g(V_{sd}, V_g)$ in Abhängigkeit von beiden Parametern. Dazu kann entweder bei jeweils konstanter Gatespannung eine Schar von Kurven über den gesamten V_{sd} -Bereich gemessen werden ($g(V_{sd})|_{V_g=\text{konst.}}$), zwischen welchen die Gatespannung schrittweise erhöht wird. Oder man misst umgekehrt Gatespannungskurven $g(V_g)|_{V_{sd}=\text{konst.}}$, zwischen denen V_{sd} variiert wird. Die Source-Drain-Spannung kann einseitig an die Probe angelegt werden, während der gegenüberliegende Kontakt auf 0 V definiert wird, oder sie kann über eine Addierer/TIV-Kombination mit $\pm V_{sd}/2$ symmetrisch zu beiden Seiten der Nanostruktur angelegt werden. Auch bei nichtlinearen Transportmessungen kann man den differentielle Leitwert numerisch nach der Gatespannung ableiten, um die Transconductance $\frac{\partial g}{\partial V_g}(V_{sd}, V_g) = \frac{\partial^2 I}{\partial V_{sd} \partial V_g}(V_{sd}, V_g)$ zu bestimmen.

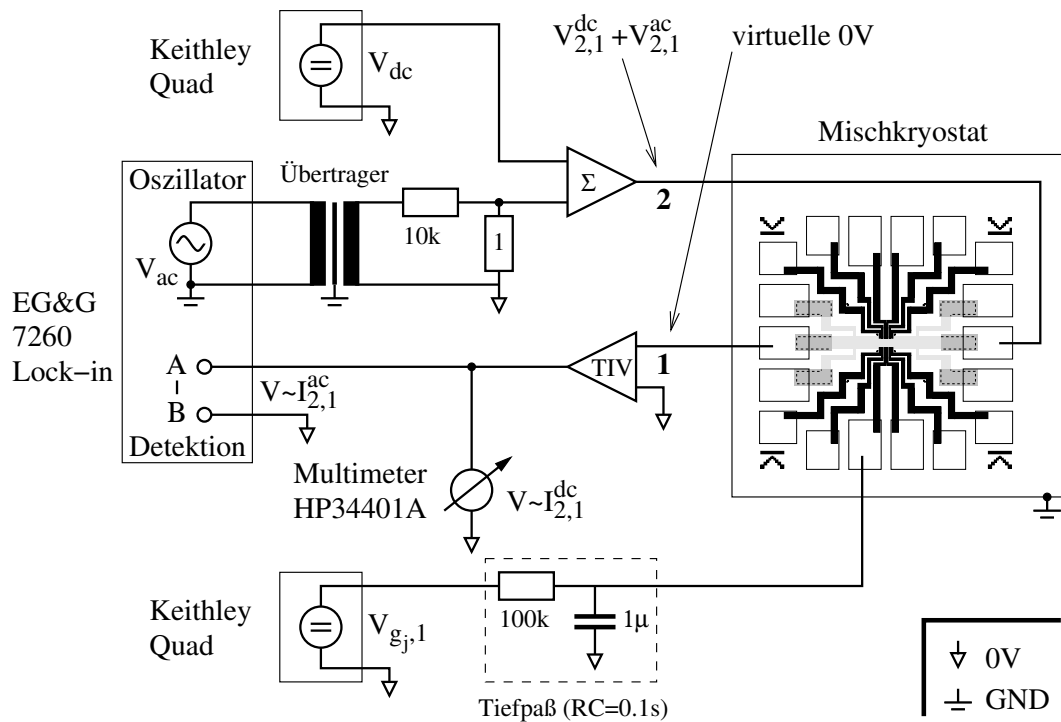


Abbildung 4.2: Messaufbau für nichtlineare Transportuntersuchungen, aus [67]. Im Fall linearer Transportuntersuchungen entfallen die Gleichspannungsquelle V_{dc} , der Addierer Σ und das Multimeter, und die Spannung V_{ac} wird direkt an die Probe angelegt.

Wie in Abb. 4.3 zu sehen ist, ergibt sich aus dem Messaufbau für nichtlineare Transportmessungen, bei dem der aktive Spannungsaddierer und einer der drei Strom-Spannungswandler TIV $100\text{ k}\Omega$ (Eigenbau C. Höppler), TIV $56\text{ M}\Omega$ (Eigenbau C. Höppler) oder SR 570 (kommerziell) eingesetzt werden, eine dc -Offsetspannung. Gezeigt sind Kennlinien über verschiedene Kontaktpaare einer Probe bei $V_g = 0$ und im Fall des SR 570 für zwei verschiedene Verstärkungsfaktoren. Wenn man am Addierer $V_{ac} = 0$ anlegt, die Gleichspannung V_{dc} variiert und mit dem digitalen Multimeter das Signal nach Umwandlung im Strom-Spannungswandler misst, weisen die Kennlinien einen Offset von ca. $V_{dc} = -100\text{ }\mu\text{V}$ bis $-150\text{ }\mu\text{V}$ auf. Dieser sollte bei linearen Messungen kompensiert werden, indem eine konstante Spannung $V_{sd}^* = -V_{\text{offset}}$ angelegt wird. Bei nichtlinearen Messungen äußert er sich in einer Verschiebung der Messdaten auf der V_{sd} -Achse um den entsprechenden Betrag, die nachträglich numerisch korrigiert werden kann.

4.1.3 Messsoftware

Die gesamte Datenerfassung erfolgt mit der Messsoftware *measkern* unter dem Betriebssystem *Linux*. Bei dem Softwarepaket handelt es sich um ein von U. Wilhelm am Max-Planck-Institut für Festkörperphysik Stuttgart in C++ entwickeltes Programm. In der Arbeitsgruppe Prof. Wharam wurde es von C. Höppler weiterentwickelt und erweitert [67].

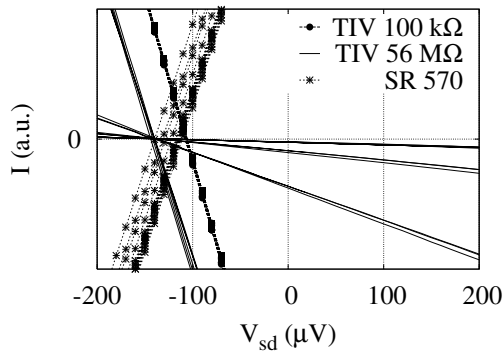


Abbildung 4.3: Offsetspannungen des nichtlinearen Messaufbaus mit aktivem Addierer und den I - U -Wandlern TIV 100 k Ω , TIV 56 M Ω und SR 570. Gezeigt ist das Multimeter-Signal bei $V_{ac} = 0$ und Variation von V_{dc} am Addierer. Bei $I = 0$ erhält man dc -Offsets von -100 μ V bis -150 μ V.

Sämtliche digitalen Messgeräte werden vom Rechner aus über GPIB-Bus (IEEE 488) bzw. serielle RS232-Schnittstellen angesteuert und ausgelesen. Die entsprechenden Messvorschriften, durch welche die Reihenfolge, Schrittweite und Parameter der Ansteuerung ebenso festgelegt werden wie das zugehörige Messprotokoll, werden in einer speziell entwickelten DSL (*domain specific language*) vorgegeben. Dies ermöglicht eine komfortable und übersichtliche Programmierung von beliebig komplexen Messabläufen mit einer Vielzahl von Geräten und erlaubt große Freiheit in der Wahl der beteiligten Parameter, Vorgaben und Steuerungsmechanismen.

4.2 Glaskryostat

Die Vorcharakterisierung der Proben erfolgt in einem Glaskryostat, der im Verlauf dieser Arbeit von Mitgliedern der Arbeitsgruppe konstruiert und am Institut zusammengebaut wurde. Der Kryostat ist nach dem üblichen Prinzip aus konzentrischen zylindrischen Kammern aufgebaut: Einer äußeren evakuierten Kammer als Isolierung gegen die Umgebung, einer Kammer für Flüssigstickstoff zum Vorkühlen auf 77 K, einer zweiten isolierenden evakuierten Kammer und einer inneren Kammer, die mit flüssigem ^4He bei 4,2 K das Kältebad bildet. Der evakuierte Probenhalter, der mit etwas ^4He -Austauschgas befüllt ist, wird in das Heliumbad eingeführt. Die Probe ist am unteren Ende des Probenhalters in einem Chipcarrier befestigt. Durch das Austauschgas steht sie in thermischem Kontakt mit dem ^4He -Bad und wird so auf dessen Temperatur abgekühlt. Die Verkabelung der Probe wird durch den Probenhalter auf einen 24poligen Stecker geführt, an dem eine externe Messbox angeschlossen wird. Über deren BNC-Anschlüsse erfolgt in den Transportmessungen die Strom-Spannungs-Ansteuerung. Die Probe selbst ist im homogenen Feldbereich eines supraleitenden Magneten so justiert, dass die Magnetfeldlinien das 2DEG senkrecht schneiden. Das Magnetfeld wird über ein *superconducting magnet power supply* IPS¹²⁰⁻³ von *Oxford Instruments* angesteuert, mit welchem bei 4,2 K variable Magnetfeldstärken von 0 T bis 7 T erzielt werden können. Durch Abpumpen der ^4He -Gasphase oberhalb des flüssigen Heliums kann die Temperatur weiter abgesenkt werden. Bei 2,17 K ist der λ -Punkt von ^4He erreicht und das Helium im Kältebad geht in den suprafluiden Zustand über. Mit der am Kryostat angeschlossenen Pumpe kann über einige Stunden eine Temperatur von

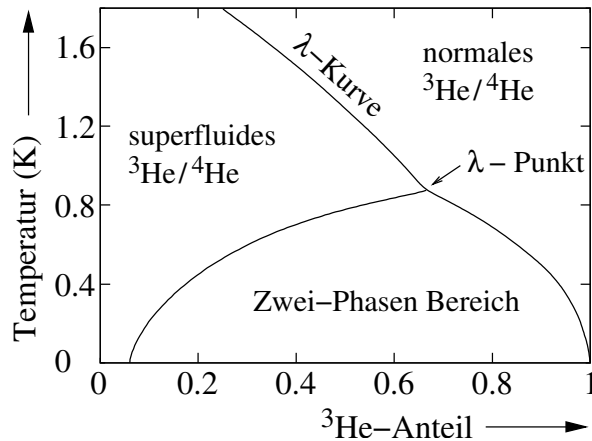


Abbildung 4.4: Phasendiagramm des ^3He - ^4He -Gemischs, aus [67]. Unterhalb des trikritischen Punktes des Gemischs bei $T = 0,87\text{ K}$ bildet sich eine Phasengrenze aus. Dies ist der Operationsbereich des ^3He - ^4He -Entmischungskryostaten.

ca. 2 K gehalten werden. Im Glaskryostat werden erste Tests der Kontaktwiderstände sowie eine Charakterisierung des 2DEGs durch den Quanten-Hall-Effekt (siehe Kap. 5.2) durchgeführt. Weiterhin können die Funktion der metallischen Gates überprüft und erste Transportmessungen bei 4,2 K und 2 K durchgeführt werden.

4.3 Entmischungskryostat

Für die eigentlichen Transportuntersuchungen an den nanostrukturierten Proben werden diese in einen ^3He - ^4He -Entmischungskryostaten *Kelvinox 25* von *Oxford Instruments* eingebaut. Dieser ermöglicht Messungen bei der Basistemperatur der Mischkammer, die nominell bis auf 25 mK gekühlt werden kann [68]. Bei welcher Temperatur die Messungen tatsächlich stattfinden, wird in Kap. 4.4 diskutiert.

Der Entmischungskryostat besteht aus einem äußeren Flüssigstickstoffbehälter, der zur Hülle des Kryostaten und zur Heliumkammer hin durch Zwischenvakua (*outer vacuum chamber*, *OVC*) isoliert ist. Im OVC sorgen mehrere Lagen metallischer Isolationsfolie für verbesserte thermische Entkopplung. Im Zentrum dieses Kälteschildes befindet sich ein Behälter mit dem flüssigen ^4He -Kältebad bei 4,2 K. In dieses wird der sogenannte *insert* eingeführt, der aus dem Probenstab und einem *sliding seal*-Überwurf zusammengesetzt ist. Der Probenstab besteht aus einem evakuierten Zylinder (*inner vacuum chamber*, *IVC*), in welchen der ^3He - ^4He -Kühlkreislauf integriert ist, der an einen externen Pumpkreislauf angeschlossen ist. Die Probe befindet sich im unteren Ende des Zylinders. Der Entmischungskreislauf wird jedesmal, wenn eine Probe auf die Basistemperatur abgekühlt werden soll, neu etabliert. Er wird manuell über das - auch rechnersteuerbare - *intelligent gas handling system* (*IGH*) eingestellt.

Das Funktionsprinzip eines ^3He - ^4He -Entmischungskryostaten wurde 1951 von H. London erstmals theoretisch beschrieben. Kühlt man ein Gemisch der beiden stabilen Helium-Isotope ^3He und ^4He ab, durchläuft es unterhalb des trikritischen Punktes bei 0,87 K einen Phasenübergang und trennt sich in zwei Phasen auf, siehe Abb. 4.4 schematisch dargestellt. Die Phasengrenze stellt sich in der Mischkammer (*mixing chamber*) ein. Hier wird die Basistemperatur ($< 100\text{ mK}$) des Kryostaten erreicht, weshalb auch das IGH-Thermometer

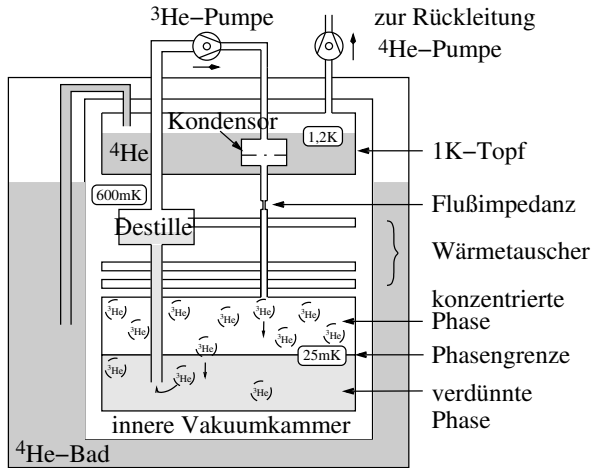


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des ^3He - ^4He -Kreislaufs im Entmischungskryostat, nach [67].

an diesem Ort angebracht ist. Das Gemisch am Eingang ist über Wärmetauscher mit dem gekühlten Gemisch am Ausgang gekoppelt. Der Kühlfinger, an dessen Ende sich die Probe befindet, ist über einen Kupferblock thermisch an die Mischkammer gekoppelt, um die Proben­temperatur weitestmöglich der Basistemperatur anzugleichen. Ein enges Rohr verbindet die verdünnte Phase mit der Destille (*still*), in der sich der Flüssigkeitsspiegel befindet. Hier wird mit der externen ^3He -Pumpe am verdünnten ^3He - ^4He -Gemisch gepumpt. ^3He hat einen deutlich höheren Dampfdruck als ^4He und wird daher bevorzugt abgepumpt. Es wird in einer Stickstoff- und einer Helium-Kühlfalle gereinigt und im Kondensator (*condenser*) wieder verflüssigt, um erneut die Mischkammer zu durchlaufen. Eine Flussimpedanz zwischen 1K-Topf und Mischkammer sorgt für ein Druckgefälle, um den Kondensationsprozess zu ermöglichen. Der Kondensator ist in einen 1K-Topf (*1K pot*) eingebettet, der mit ^4He aus dem Kältebad befüllt und ständig abgepumpt wird. Dadurch herrscht dort eine Temperatur von ca. 1,2 K, so dass das verflüssigte Gemisch bereits vorgekühlt ist. Im Dauerbetrieb wird der Kreislauf permanent aufrecht erhalten, im *single shot* Verfahren wird das Gemisch nur einmal im Kreis gepumpt. Zur Variation der Temperatur kann eine definierte Heizleistung an die Mischkammer angelegt werden.

Im ^4He -Kältebad befindet sich ein supraleitender Magnet. Der Probenstab wird so ins Zentrum des Magneten eingeführt, dass die Probe im homogenen Feldbereich gelagert ist und die Feldlinien das 2DEG senkrecht schneiden. Die maximale Magnetfeldstärke ist auf 10 T bei 4,2 K bzw. 12 T bei 2,2 K Badtemperatur ausgelegt. Die Ansteuerung erfolgt über das *superconducting magnet power supply IPS*^{120–10} von *Oxford Instruments*. Das System verfügt über RS232- und GPIB-Schnittstellen, so dass es mit dem Messprogramm *measkern* vom Computer aus gesteuert werden kann. Damit lassen sich der Start- und Endwert der Magnetfeldstärke ebenso vorgeben wie die Energetisierungsrate, die Polarisationsrichtung und die Schrittweite der Messpunkte, bei welchen das Magnetfeld und die Messapparatur ausgelesen werden. Am Magnet ist ein supraleitender Schalter angebracht, mit dem von der externen Stromversorgung auf den *persistent mode* umgeschaltet werden kann. Für Messungen bei konstanter Feldstärke werden auf diese Art die Zuleitungen abgekoppelt, so dass der Strom nur im Magnet zirkuliert. Dadurch kann der Heliumverbrauch

deutlich gesenkt werden.

4.4 Tiefe Temperaturen

Die minimale Basistemperatur des Entmischungskryostaten liegt laut Herstellerangaben bei 25 mK [68]. Die tatsächliche Basistemperatur hängt von der Einstellung des Entmischungskreislaufs, der thermischen Entkopplung von externen Wärmequellen, der an der Destille eingestellten Heizleistung, der elektromagnetischen Abschirmung und ähnlichen Faktoren ab. Selbst wenn an der Mischkammer eine niedrige Basistemperatur erreicht wird, muss die Elektronentemperatur in der Probe nicht mit ihr übereinstimmen, sondern kann durch zusätzliche Störfaktoren deutlich erhöht sein. Mögliche Fehlerquellen sind eine mangelnde Ankopplung des Kühlfingers an die Mischkammer oder der Probe an den Kühlfinger, Wärmeeintrag durch mangelnde Entkopplung des Kühlfingers vom Rest des Probenstabs, elektromagnetische Einkopplung über die Kabel und Erhöhung der Elektronentemperatur durch Ströme und Spannungen. Es ist eine Kunst für sich, die Temperatur auf $T < 100$ mK abzusenken. Eine ebenso große Herausforderung ist es, Temperaturen $T < 0,65$ K, die nicht von der Internationalen Temperaturskala ITS-90 festgelegt werden, exakt zu messen. Methoden hierzu werden in Abschnitt 4.4.1 und 4.4.2 vorgestellt. Unsere Experimente weisen darauf hin, dass unter den bisherigen Bedingungen die angestrebte Basis- und Proben­temperatur von $T < 100$ mK nicht oder zumindest nicht dauerhaft erreicht wurde, was sich negativ auf die Qualität der Quantisierungseffekte auswirkt.

4.4.1 Messung der Basistemperatur

Vorinstalliertes IGH-Thermometer

Um die Basistemperatur eines Kryostaten zu bestimmen, verwendet man üblicherweise ein kalibriertes Tieftemperatur-Thermometer auf der Höhe der Mischkammer. Für $T > 50$ mK werden vorwiegend Halbleiter-Widerstandsthermometer eingesetzt. Der Widerstand wächst für $T \rightarrow 0$ nahezu exponentiell an, so dass bei tiefen Temperaturen eine hohe Genauigkeit erreicht werden kann, da bereits geringe ΔT große Widerstandsdifferenzen bewirken.

Im Kryostat ist ein RuO₂-Widerstandsthermometer an der Mischkammer vorinstalliert. Der Widerstandswert kann in Vierpunktmessung direkt ausgelesen werden. Er wird vom IGH-System anhand einer „vorkalibrierten“ Temperaturkurve in einen Temperaturwert umgerechnet und auf dem Display ausgegeben. Der minimale Anzeigewert liegt dabei bei $T_{\text{IGH}} = 100$ mK, tiefere Werte werden nicht angezeigt. Wenn T nicht explizit erhöht wurde, zeigte das Display im Messbetrieb normalerweise durchgehend 100 mK an, so dass angenommen wurde, dass die Basistemperatur $T < 100$ mK erreicht wurde.

Lange Zeit war dies die einzig zugängliche Temperaturangabe, da noch keine der in 4.4.2 genannten temperaturabhängigen Effekte beobachtet werden konnten. Daher beziehen sich die meisten Angaben in dieser Arbeit auf den Anzeigewert T_{IGH} . Im Nachhinein stellte sich heraus, dass die von der IGH berechneten Temperaturwerte vermutlich systematisch zu niedrig waren. Die Anzeige ist zudem nicht zuverlässig, da sich der Anzeigewert in Abhängigkeit von der Erdung verändert. Nachdem sich aus den Messdaten der Verdacht

erhärtete, dass die Proben­temperatur in Wirklichkeit deutlich höher liegen könnte, wurde ein zusätzliches kalibriertes RuO₂-Thermometer eingebaut.

RuO₂-Thermometer

Das Rutheniumoxid-Widerstandsthermometer RX-102A-AA von *Lake Shore Cryotronics*, das für den Messbereich 50 mK bis 40 K ausgelegt ist, wurde in Vierpunktanordnung verkabelt und in einen Kupferblock eingepasst, der thermisch an den Kryostat gekoppelt wird. In einem ersten Test wurde es in einem Chipcarrier befestigt, im Probenhalter angebracht und elektronisch ausgelesen. Anschließend wurde es auf Höhe der Mischkammer angebracht. Die Widerstandswerte wurden anhand von Tabellenwerten in Temperaturwerte umgewandelt. Diese Charakterisierungsmessungen sind ein zentrales Thema der Diplomarbeit von D. Schefzyk [3].

Obwohl das qualitative Verhalten von IGH- und RuO₂-Thermometer übereinstimmte, wichen die Temperaturwerte voneinander ab und standen auch in keinem festen Verhältnis zueinander. T_{IGH} erreichte den Minimalwert 100 mK in vier Messungen, während das RuO₂-Thermometer am Probenort vier verschiedene Werte zwischen ca. 150 mK und 265 mK anzeigte. In ihrem Verlauf folgten die Messungen mit dem Thermometer als „Probe“ jedoch der Temperatur T_{IGH} der Mischkammer, an die es demnach sichtbar thermisch gekoppelt ist. Das RuO₂-Thermometer hat bei Raumtemperatur den Widerstand 1,0 k Ω , der bei 4,2 K auf 1,36 k Ω steigt und zu tieferen Temperaturen rasch weiter zunimmt. Bei Basistemperatur wurden 17 k Ω gemessen, was etwa 110 mK entspricht. Die Einstellungen von 1K-Topf und Destille-Heizung im Kühlkreislauf machen maximal wenige mK Temperaturunterschied aus. Bei manchen Einstellungen des Kühlkreislaufs waren periodische Oszillationen der Temperatur von wenigen mK zu beobachten. Es zeigte sich, dass die Widerstandsmessung im Magnetfeld mit Vorsicht zu genießen ist, da sie bereits bei kleinen Feldern nichtlineares Verhalten und Artefakte aufweist, die vermutlich nicht auf tatsächliche Temperaturänderungen zurückzuführen sind. Gleichzeitig hängt die angezeigte Temperatur stark davon ab, welcher Strom durch das Thermometer fließt. Ab ca. 5 nA sinkt der Widerstand deutlich, ohne dass sich die Temperatur ändert.

Für hochwertige Messergebnisse ist eine effektive elektromagnetische Abschirmung des Kryostaten und der Probe gegen Einstrahlung aus der Umgebung unerlässlich. Frequenzen, die von den Kabeln im Kryostat eingefangen werden, können zu einem beträchtlichen Leistungseintrag führen. Messungen mit dem RuO₂-Thermometer zeigten eindeutig, dass die Temperatur damit korreliert war, ob die metallische Jalousie am Fenster offen oder geschlossen war. Sobald sie geschlossen wurde, klang die Temperatur exponentiell von ca. 110 mK auf ca. 80 mK ab (siehe Abb. 4.6(a)). Daraufhin wurde das Labor in einer ersten Maßnahme flächig mit Alufolie abgeschirmt. Auch im Anschluss war noch ein leichter Einfluss der Jalousie zu erkennen, wie in Abb. 4.6(b) dargestellt ist. Die Temperaturänderung betrug nun nur noch wenige mK. Um abzuschätzen, wieviel Leistung bei geöffneter Jalousie eingestrahlt wird, wurde im abgeschirmten Raum der Strom I_{ac} bzw. I_{dc} durch das RuO₂-Thermometer erhöht, bis die damit verbundene Leistung die Temperaturerhöhung reproduzierte [3]. I_{ac} und I_{dc} führten zu vergleichbaren Ergebnissen. Die Halbwertszeit des Heizprozesses ist kleiner als zuvor, da der Wärmeeintrag nur über die Zuleitungen des Thermometers, bei externer Einstrahlung dagegen über die gesamte Verkabelung der

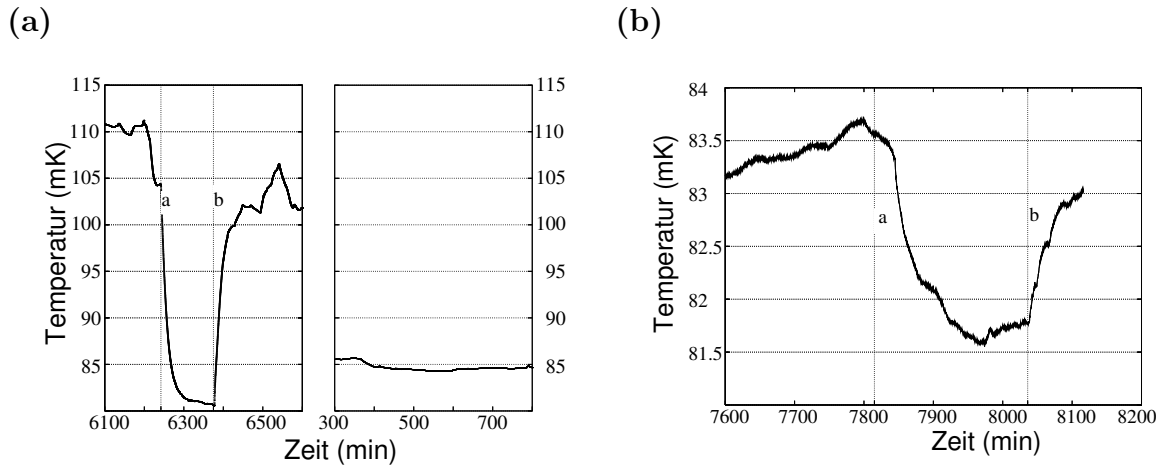


Abbildung 4.6: (a) Einfluss der metallischen Jalousie auf die Temperatur des RuO₂-Thermometers im Chipcarrier, aus [3]. Ohne Alufolie-Abschirmung sinkt die Temperatur bei *a*, wenn die Jalousie geschlossen wird, um ca. 30 mK, und erhöht sich beim Öffnen bei *b* auf den Ausgangswert. Mit Alufolie ist der Wert nahezu konstant nahe des Minimalwertes. (b) Resteinfluss der Jalousie mit Alufolie-Abschirmung, aus [3]. Wieder wurde die Jalousie bei *a* geschlossen und bei *b* geöffnet, die Temperaturdifferenz beträgt nur noch wenige mK.

Probe erfolgt. Als Abschätzung der eingestrahlt Leistung ergibt sich eine Untergrenze von 50 nW bei Einstrahlung nur über die Messkabel. Um die Abschirmung weiter zu optimieren, wird das Labor aktuell in einen abgeschirmten Kellerraum verlegt. Hier werden Thermometeranzeige und Elektronentemperatur neu analysiert.

Nachdem das Labor durch die metallische Folie abgeschirmt war, wurde eine Basistemperatur von ca. 80 mK gemessen. Nach einem thermischen Zyklus, während dessen das mobile RuO₂-Thermometer vom Probenhalter an die Mischkammer versetzt wurde, erhöhte sich die Anzeige auf ca. 200 mK, bestätigt durch einen reduzierten Vierpunkt-Widerstand des IGH-Thermometers. Die Mischkammertemperatur wurde variiert, und die Temperaturwerte des RuO₂-Thermometers wurden mit der IGH-Anzeige verglichen. Es zeigte sich, dass das IGH-Thermometer durchgehend tiefere Werte anzeigte und bei dem Tiefstwert $T_{\text{RuO}_2} = 200 \text{ mK}$ den Minimalwert $T_{\text{IGH}} = 100 \text{ mK}$ ausgab. Am Ende der Messreihe wurde es daher anhand des RuO₂-Thermometers neu kalibriert. In einem erneuten thermischen Zyklus wurde das mobile Themometer als mögliche Störquelle entfernt. Das neu kalibrierte IGH-Thermometer zeigte jedoch auch im Anschluss den erhöhten Wert von ca. 200 mK an. Dies ist vermutlich auf einen mechanischen Kontakt zwischen Kühlfinger und Probenhalter zurückzuführen, der im Anschluss an den Messzyklus nachgewiesen wurde.

4.4.2 Messung der Probentemperatur

Um die Probentemperatur zu bestimmen, kann man verschiedene temperaturabhängige Quantisierungseffekte heranziehen. Manche Effekte können als Thermometer verwendet werden, da die Kurvenform von T als Fitparameter abhängt. Andere weisen in Abhängigkeit von der Mischkammer-Temperatur ein Sättigungsverhalten auf, sobald die minimale Pro-

bentemperatur erreicht ist. Wie in Kap. 4.4.1 festgestellt, herrschte unter Messbedingungen an der Mischkammer eine erhöhte Basistemperatur von $T \simeq 200$ mK. Der Probenfinger ist thermisch an diese gekoppelt. Daher erwartet man Proben Temperaturen, die geringfügig über der Mischkammertemperatur im Bereich von ca. 200 mK bis 300 mK liegen. Die Transportuntersuchungen bestätigen diese Vermutung.

Thermische Verbreiterung der Leitwertquantisierung an QPCs

Alle Quantisierungseffekte werden durch thermische Verbreiterung beeinflusst. Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Elektronentemperatur besteht darin, einen QPC gezielt zu erwärmen, indem man die Heizleistung an der Mischkammer erhöht. Nun wird T_{IGH} schrittweise reduziert. Dabei wird jeweils die lineare Gatekennlinie des QPCs aufgenommen. Wenn die Proben temperatur sinkt, ändert sich die Ausprägung der Quantisierungseffekte. Die Breite der konstanten Plateaus wächst, während die Anstiege zwischen den Stufen steiler werden. Sobald die minimale Proben temperatur erreicht ist, gehen die Effekte in Sättigung. Die Form der Messkurven ändert sich nicht weiter, selbst wenn die Thermometeranzeige weiter sinkt. Voraussetzung für diese Methode ist, dass man ein korrekt kalibriertes Thermometer besitzt und dass bis zur Sättigung die Proben temperatur gut mit T_{IGH} übereinstimmt. Dieses Verfahren wurde unter anderem an Probe C8ro durchgeführt. Die Messdaten sind exemplarisch in Abb. 4.7(a) und Abb. 4.7(b) gezeigt. Die Plateaustruktur wird von 400 mK bis 250 mK ausgeprägter und der Pinch-Off verschiebt sich in Richtung Nullpunkt. Von 250 mK zu 200 mK finden nur noch geringfügige Veränderungen statt. Ab ca. 200 mK bleibt die Kurvenform unverändert, woraus sich eine minimale Proben temperatur von (200–250) mK ableitet. Sie liegt damit um ca. 150 mK über der nominellen Basistemperatur. Die Aussagen sind für beide QPCs konsistent. Da sich die Anzeige von T_{IGH} jedoch einerseits auf die Temperatur an der Mischkammer bezieht und andererseits nach Kap. 4.4.1 i. Allg. zu niedrige Werte angab, liefert dieses Experiment nur eine Abschätzung der Proben temperatur nach unten.

Nichtlinearer Übergang in Quantenpunktkontakten

In nichtlinearen Messungen an QPCs wird häufig ein Übergang vom ersten quantisierten Leitwertplateau auf anomale Seitenplateaus bei $0,85 g_0$ beobachtet. Dieser Sachverhalt wird in Kap. 6 ausführlich diskutiert. Nach [32] kann man aus der linearen Gatekennlinie für jedes V_g mit $0,7 g_0 < g(V_g) < g_0$ einen Wert T/T_K bestimmen, wobei $T_K(V_g)$ einer „Kondo-Temperatur“ entspricht. Die zugehörigen Spannungen $V_K(V_g, T) = k_B T_K(V_g)/e$ sollten nun den Übergang in den nichtlinearen Messdaten $g(V_{\text{sd}}, V_g)$ beschreiben. Aus einem Fit an den Übergang ließe sich die Proben temperatur T bestimmen. Fits dieser Art, die in [32] zu einem sinnvollen Ergebnis führen, werden in dieser Arbeit sowie den Vorgängerarbeiten [67] und [3] vorgenommen. Es stellt sich heraus, dass die Kurvenform den Übergang nicht beschreiben kann, sobald ein zusätzliches Plateau bei $0,7 g_0$ existiert, was hier häufig beobachtet wurde. In manchen Messungen stimmen die Kurvenformen für keine realistische Temperatur T überein. In [3] ergibt ein Fit an den Bereich kleiner V_{sd} eine Temperatur von $T \simeq 300$ mK. In anderen Messungen wird die relativ beste Übereinstimmung mit dem Verlauf für $T \simeq (450\text{--}650)$ mK (Kap. 6.3.2) bzw. $T \simeq 700$ mK

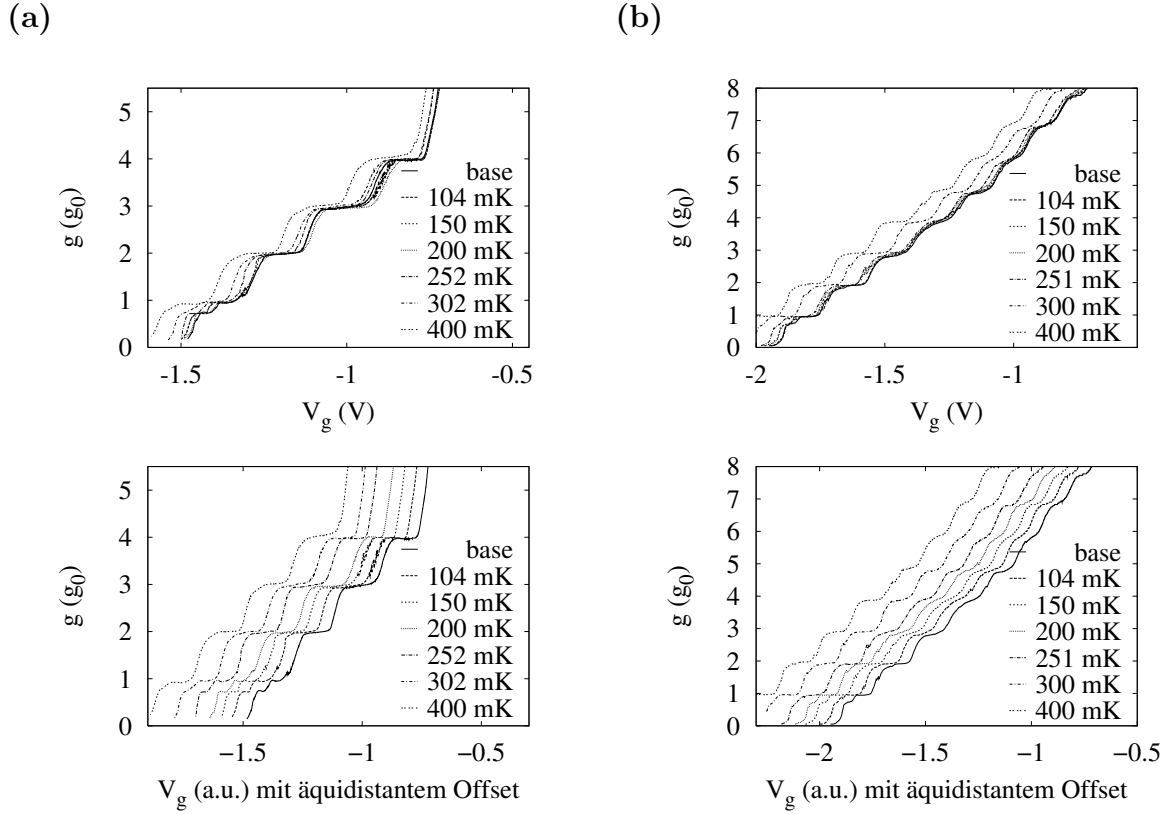


Abbildung 4.7: (a) Gatekennlinien eines QPCs von Basistemperatur (Kurve ganz rechts) bis 400 mK (links). Bei $T_{\text{IGH}} = 100$ mK bis 200 mK sind die Kennlinien quasi identisch, ab 250 mK ergeben sich Änderungen. Oben: Verschiebung des Pinch-Offs bei Erhöhung von T_{IGH} . Unten: temperaturabhängige Ausprägung der Quantisierung (Probe C8ro, QPC E). (b) Messungen an einem zweiten QPC bestätigen das Temperaturverhalten. Es ergibt sich eine Untergrenze für die Probertemperatur von $T \geq (200\text{--}250)$ mK. (Probe C8ro, QPC F).

[3] und $T \simeq 720$ mK [67] gefunden. Diese Werte sind unerwartet hoch. Ob demnach jedoch die Auswertung nach dem Kondo-Formalismus ungültig ist, oder ob die Proben in nicht-linearen Messungen tatsächlich auf diese Temperaturen geheizt werden, bleibt ungeklärt.

Zero Bias Anomaly

Bei der *zero bias anomaly* (ZBA) handelt es sich um einen schmalen Bereich um $V_{\text{sd}} \simeq 0$ in nichtlinearen Messungen, in welchem der differentielle Leitwert gegenüber der Umgebung erhöht ist. Die Halbwertsbreite der ZBAs in QDs ist bei tiefen Temperaturen proportional zu der Temperatur, und die Werte $V_{1/2}(T_{\text{IGH}})$ liegen auf einer Ursprungsgeraden, so dass bei bekannter Steigung die Temperatur extrahiert werden kann (vgl. z.B. [32]). In der vorliegenden Arbeit wurde jedoch keine klare ZBA in Coulomb-Blockade-Messungen beobachtet. Auch in nichtlinearen Messungen der ersten Stufe von QPCs kann eine ZBA auftreten. Diese wurde beobachtet, aber hierzu existiert noch keine theoretische Beschreibung des erwarteten Temperaturverhaltens.

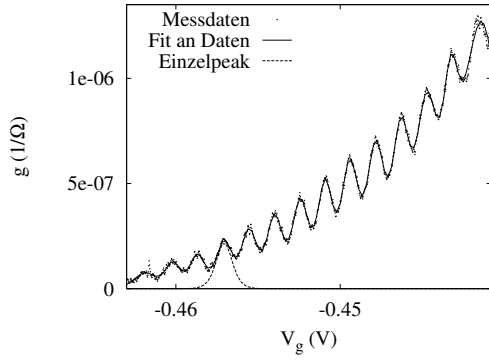


Abbildung 4.8: Gemessene Coulomb-Blockade-Oszillationen, Fit an die Daten durch Überlagerung von Einzelpeaks nach Formel 2.27 bzw. 2.28 sowie Einzelpeak der Form $g(V_g) = a/\cosh^2((V_g - V_{g,\max})/b)$ mit Fitparametern a, b (Probe C11ro, dotres2).

Temperaturfit an Coulombblockade-Oszillationen

Lineare Coulomb-Blockade-Oszillationen bieten unter der Voraussetzung, dass sie nicht durch Rauschen verbreitert sind, und dass der Konvertierungsfaktor α von Gatespannungswerten auf Energien bekannt ist, eine gute Möglichkeit zur Bestimmung der Elektronentemperatur der Probe. α lässt sich aus nichtlinearen Transportmessungen oder linearen Transportmessungen bei verschiedenen Temperaturen bestimmen. Die Halbwertsbreite der Coulomb-Blockade-Peaks ist der Proben temperatur T proportional. Wenn $\alpha V_{1/2}$ wie in Abb. 4.8 aus einem Fit an die Messdaten extrahiert wurde, berechnet sich T zu

$$T = \frac{e}{4k_B \operatorname{acosh}(\sqrt{2})} \alpha V_{1/2} \text{ (QM)} \quad \text{bzw.} \quad T = \frac{e}{5k_B \operatorname{acosh}(\sqrt{2})} \alpha V_{1/2} \text{ (metall.)} \quad (4.1)$$

Wenn die Coulomb-Blockade-Oszillationen bei Basistemperatur des Kryostaten gemessen werden, erhält man aus dieser Analyse die minimale Proben temperatur. Bei den gegebenen Energieverhältnissen wird das System am besten durch die Formel für metallisches Verhalten beschrieben. Die Auswertung der Messdaten erfolgt in Kap. 8.2.3. Man erhält bei $T_{\text{RuO}_2} = 200 \text{ mK}$ mit $\alpha = 0,103$ und $V_{1/2} = 1,15 \text{ mV}$ eine Proben temperatur von $T_{\text{Probe}} \simeq 350 \text{ mK}$.

Sättigung der Halbwertsbreite von Coulomb-Blockade-Oszillationen

Wenn man die Mischkammer-Temperatur erhöht und anschließend schrittweise reduziert, hängt die Halbwertsbreite der Coulomb-Blockade-Oszillationen linear von der Temperatur ab, bis die minimale Proben temperatur erreicht ist. An diesem Punkt geht $V_{1/2}$ in Sättigung. In einem Schaubild $V_{1/2}(T_{\text{IGH}})$ liegen die Werte daher auf einer Geraden, die sie bei tiefen Temperaturen verlassen. Das Verfahren wird z.B. in [69] verwendet, um die minimale Proben temperatur festzustellen. Es wird angenommen, dass im Bereich der Geraden die Proben temperatur der Mischkammer-Temperatur entspricht. Bei eindeutig erkennbarer Steigung $dV_{1/2}/dT_{\text{IGH}}$ lässt sich der Konvertierungsfaktor α bestimmen zu

$$\alpha = \frac{5k_B \operatorname{acosh}(\sqrt{2})}{e} \left(\frac{dV_{1/2}}{dT} \right)^{-1} \simeq 0,38 \frac{\text{mV}}{\text{K}} \left(\frac{dV_{1/2}}{dT} \right)^{-1} \text{ (metall.)}. \quad (4.2)$$

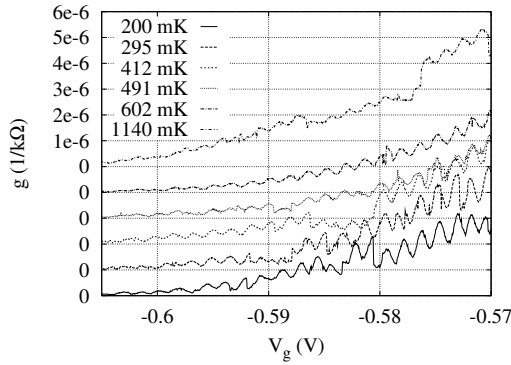


Abbildung 4.9: Coulomb-Blockade-Oszillationen bei $T_{\text{IGH}} = 200$ mK (unten) bis 1140 mK (oben) mit y-Offset (Probe C11ro, dotres2, gemessen von D. Schefzyk).

Umgekehrt kann man bei bekanntem α die Probentemperatur aus einer Analyse der Coulomb-Blockade-Oszillationen extrahieren. Aus den beiden Angaben erhält man das tatsächliche Verhältnis zwischen Basis- und Probentemperatur.

In Abb. 4.9 sind einige Kurven einer solchen Messung bei Mischkammertemperaturen von $T_{\text{IGH}} = 1140$ mK bis 200 mK dargestellt. Werte unter 200 mK konnten nicht erzielt werden. Man sieht, dass die Kurven bei tiefen Temperaturen quasi parallel verlaufen, während bei 1140 mK der Untergrund wächst. Die Amplitude der Oszillationen sinkt mit der Temperatur, der Pinch-Off bleibt konstant. Es ist überraschend, dass die Oszillationen bis zu nominell 1140 mK erhalten bleiben, da $V_{1/2}$ bei dieser Temperatur bereits doppelt so breit sein müsste wie der Peakabstand. Die Auswertung der Messung gestaltet sich schwierig, da die Kurven Sprünge aufweisen und da unbekannt ist, ob Kotunnel-Prozesse zum Untergrund beitragen. Da die Oszillationen kurz vor dem Pinch-Off stark abklingen, wurde das Intervall $V_g = [-0,58 \text{ V} : -0,57 \text{ V}]$ analysiert, wie in Abb. 4.10(a) zu sehen ist. Bei tiefen Temperaturen lässt sich ein Sättigungsverhalten erkennen, allerdings ebenso bei hohen Temperaturen. Insgesamt ist die Temperaturabhängigkeit weniger stark ausgeprägt als erwartet. Passt man im Übergangsbereich eine Gerade mit variablem Achsenabschnitt an, deren Steigung durch Gl. 4.2 und α vorgegeben ist, lässt sich daraus die minimale Probentemperatur abschätzen. α wird in Kap. 8 aus nichtlinearen Messdaten zu $\alpha \simeq 0,1$ bestimmt. Die erwartete Steigung berechnet sich damit zu $dV_{1/2}/dT = 3,8 \text{ mV/K}$ und stimmt recht gut mit der Steigung im Übergangsbereich überein. Der geringe endliche Achsenabschnitt $V_{1/2}(T=0)$ entspricht einer intrinsischen Linienbreite. Die Tieftemperatur-Sättigung tritt unterhalb von $T_{\text{IGH}} \simeq 300$ mK auf. In Abb. 4.10(b) sind die inversen Peakmaxima $1/g_{\text{max}}$ für den Fit aus Abb. 4.10(a) aufgetragen. Der Verlauf $1/g_{\text{max}}(T_{\text{IGH}})$ wird durch eine konstante Temperaturabhängigkeit besser beschrieben als durch eine lineare Abhängigkeit. Dies ist ein experimenteller Hinweis, dass wir uns nicht im quantenmechanischen, sondern im metallischen Regime befinden.

Die ermittelte Temperatur $T_{\text{IGH}} \simeq 300$ mK ist konsistent mit der aus der Basistemperatur $T_{\text{base}} \simeq 200$ mK erwarteten Probentemperatur von $T \geq 200$ mK, der thermischen Verbreiterung der QPC-Kennlinien, die auf $T \geq (200 - 250)$ mK schließen lässt, und der unabhängigen Auswertung der Coulomb-Blockade-Oszillationen, die bei Basistemperatur $T \simeq 350$ mK ergibt. Man kann daher davon ausgehen, dass alle Messungen dieser Arbeit im Bereich

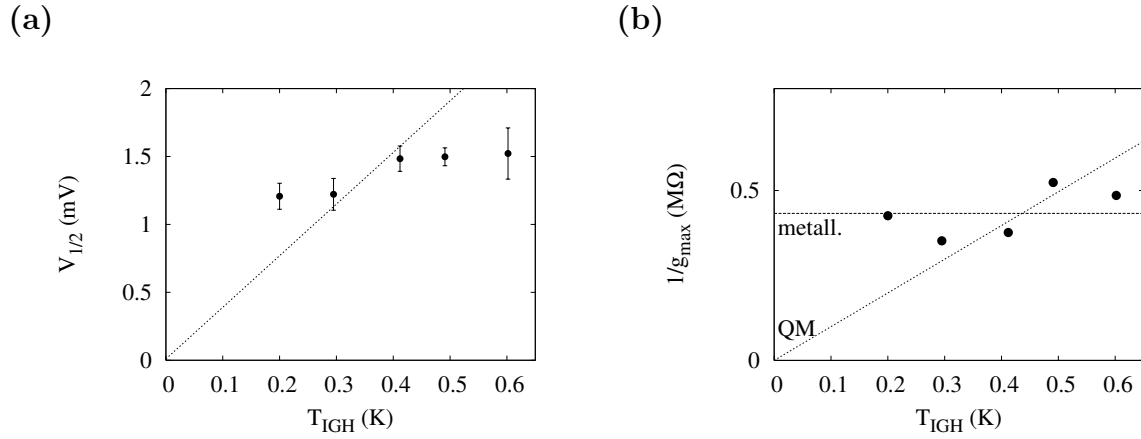


Abbildung 4.10: (a) Halbwertsbreiten $V_{1/2}(T_{IGH})$ der Oszillationen aus Abb. 4.9 aus drei Fits im Intervall $V_g = [-0,58 \text{ V} : -0,57 \text{ V}]$ mit unterschiedlichem Untergrund, sowie Gerade der Steigung $dV_{1/2}/dT = 3,8 \text{ mV/K}$.

(b) Inverse Leitwertmaxima $1/g_{max}(T_{IGH})$, Fit-Bedingungen wie in Abb. 4.10(a).

$T = (300 \pm 100) \text{ mK}$ stattgefunden haben und die nominell mögliche Basistemperatur von $T_{nom} < 100 \text{ mK}$ nicht erreicht wurde. Die noch höheren Proben temperaturen, die aus der nichtlinearen QPC-Analyse ermittelt wurden, sind von der Gültigkeit der Kondo-Interpretation abhängig, die noch nicht erweisen ist.

5 Kontaktierung und Charakterisierung

Sobald eine neue Probe in den Entmischungskryostaten eingebaut und auf die Basistemperatur abgekühlt ist, werden standardmäßig einige Charakterisierungsmessungen durchgeführt, bevor die eigentlichen Transportmessungen an Nanostrukturen aufgenommen werden. Damit bekommt man einen ersten Überblick über Qualität und Tieftemperatureigenschaften des Probenmaterials. Im Zuge dieser Charakterisierung werden zunächst an einer Hallbar die elektrischen Eigenschaften des 2DEGs in Zweipunkt- und Vierpunkt-Anordnung vermessen, woraus sich der Flächenwiderstand des 2DEGs sowie die Kontaktwiderstände und Kennlinien der ohmschen Kontakte bestimmen lassen. Im nächsten Schritt wird der longitudinale sowie der Hallwiderstand in Abhängigkeit von einem senkrecht angelegten Magnetfeld aufgenommen. Mit Hilfe der Oszillationen der Längsspannung lässt sich die Elektronendichte im 2DEG erschließen. Anhand dieser Messungen kann man ein Profil der Elektronen-Eigenschaften im 2DEG erstellen. Schon bei diesen Voruntersuchungen zeichnet sich oft ab, ob sich mit der Probe eine gute Messqualität erzielen lässt. Dazuhin werden einige der elektronischen Kenngrößen zur theoretischen Modellierung der Nanostrukturen und der Transportmessungen benötigt.

5.1 Ohmsche Kontakte

Ein „ohmscher Kontakt“ ist ein Metall-Halbleiter-Kontakt mit einem im Vergleich zum Halbleiter-Volumenmaterial sehr geringen Kontaktwiderstand R_K . Er setzt sich zusammen aus dem Widerstand der Metallisierung, dem Flächenwiderstand des Halbleiters unter der Kontaktfläche sowie dem Kontaktwiderstand zwischen Metall und Halbleiter. Ein Kontakt zeigt ohmsches Verhalten, wenn der Potentialabfall V über den Kontakt linear mit konstanter Steigung R_K vom Strom I durch den Kontakt abhängt. Das Produkt aus R_K und der Fläche A des Kontakts ist der spezifische Kontaktwiderstand $\rho_c = (\partial J / \partial V)_{V=0}^{-1}$ (Ωcm^2) mit Stromdichte J senkrecht zur Kontaktfläche [70, 71]¹. Wünschenswerte Eigenschaften für ohmsche Kontakte sind ein niedriger (spezifischer) Kontaktwiderstand, hohe chemische und Langzeit-Stabilität, einfache Herstellung, gute Reproduzierbarkeit und hohe Ausbeute, gute Haftung und gute Bond-Eigenschaften, sowie in unserem Fall vor allem gute Tieftemperatur-Eigenschaften.

Obwohl die ohmsche Kontaktierung von Halbleiterbauteilen von immenser technologischer Relevanz ist, und obwohl metallische Kontakte zu GaAs-Substraten seit über 40 Jahren verwendet werden, ist der Kontaktmechanismus auf mikroskopischer Ebene noch immer weitgehend ungeklärt. Insbesondere gilt dies für die Kontaktierung von 2DEGs bei tiefen Temperaturen. Es existiert eine Fülle von Veröffentlichungen zu möglichst niederohmigen

¹Die Definitionen gehen hier auseinander. Oft wird unter dem spezifischen Kontaktwiderstand auch nur der reine spezifische Widerstand der Metall-Halbleiter-Kontaktfläche verstanden.

Kontakten auf GaAs-Volumenmaterial. Auch Kontakte zu 2DEGs in AlGaAs/GaAs-Material bei Raumtemperatur wurden durch den Siegeszug der Halbleitertransistoren zumindest phänomenologisch untersucht. Sucht man allerdings nach AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen, so wird man in der Literatur kaum fündig. Dies ist insbesondere erstaunlich, da Transportuntersuchungen an Nanostrukturen auf diesen Systemen seit nunmehr 20 Jahren ein aktives Forschungsgebiet bilden. Es scheint, dass jede Arbeitsgruppe ein eigenes empirisches Herstellungsrezept erarbeitet hat, das innerhalb der Gruppe weitergereicht und immer wieder auf neue Substrate angepasst wird. Systematische Optimierung wird dabei nur selten betrieben, da die Kontakte nur als Mittel zum Zweck der Messungen benötigt werden. Ob ideale Kontaktierung letztendlich über eine glatte Kontaktfläche [66, 70, 72, 73, 74], über die Ränder von sogenannten „spikes“ [75, 76, 77] oder über die seitliche Kante eines flächig einlegierten Kontakts [1, 78] erfolgt, ist bis heute ungeklärt. Relativ unumstritten scheint jedoch zu sein, dass der wesentliche Kontaktmechanismus im Übergang von NiAsGe-Bereichen zu GaAs besteht [72, 74, 77, 78] und damit sensitiv von der Kontaktfläche der beiden Bereiche abhängt. Die am MPI für Festkörperforschung in Stuttgart entdeckte [1] und in Tübingen bestätigte [64] Abhängigkeit der Kontaktwiderstände von der Orientierung der Kanten bezüglich der Kristallrichtungen des Substrats stellt dabei ein neues Rätsel dar, dessen Ursache noch unbekannt ist.

GaAs bei Raumtemperatur

Bringt man ein Metall auf eine GaAs-Oberfläche auf, entsteht für fast jedes Metall eine Schottky-Barriere der Größenordnung 0,8 eV. Um Kontakte mit ohmscher Charakteristik zu erhalten, muss entweder die Barriere reduziert werden, oder man benötigt eine hochdotierte Zwischenschicht am Übergang zwischen Metall und Halbleiter, um den Tunnelstrom zu erhöhen [71]. Für die ersten Versuche, ohmsche Kontakte zu *n*-GaAs-basierten Substraten herzustellen, wurde einlegiertes Zinn als Kontaktmaterial genutzt [79]. „Einlegieren“ bedeutet, dass mehrere Komponenten, von welchen mindestens eine ein Metall ist, über ihren Schmelzpunkt hinaus erwärmt werden und beim anschließenden Abkühlprozess durch Umordnung neue Verbindungen bilden. Für gute Kontakte muss die Oberfläche des Substrats vor der Metallisierung gründlich gereinigt werden, wobei der Reinigungsprozess selbst Einfluss auf die Höhe des Kontaktwiderstandes nehmen kann [80]. 1967 wurde von Braslau *et al.* [81] eine Schichtfolge aus Gold, Germanium und Nickel eingeführt, welche bei Temperaturen oberhalb des Schmelzpunkts von AuGe-Eutektikum einlegiert wird. Diese Standardmetallisierung hat sich seither weitgehend durchgesetzt, da sie reproduzierbar zu homogenen niederohmigen Kontakten mit hoher chemischer Stabilität führt, die zudem gut zu bonden sind. In [81] wird erwähnt, dass separate Schichten aus Au, Ge und Ni ebenso geeignet sind wie Eutektikum AuGe und Ni, dass reines Eutektikum ohne Ni jedoch zu ungleichmäßigen Schichten führt. Au dient jeweils als Trägermaterial, wohingegen Ge als Dotierung wirkt. Eine wesentliche Rolle der Nickelschicht besteht einerseits darin, dass sie homogenere Schichten erzeugt, indem Ni an die Grenzschicht zu GaAs diffundiert [82] und andererseits darin, dass sie als Katalysator wirkt, indem Nickel die Zersetzung von GaAs und die Reaktion von GaAs mit Au fördert [66, 71]. Das Verhältnis von Ge zu Ni spielt eine zentrale Rolle für gute Kontakte [83].

Der Mechanismus bei der Bildung ohmscher Kontakte aus AuGeNi-Metallisierung be-

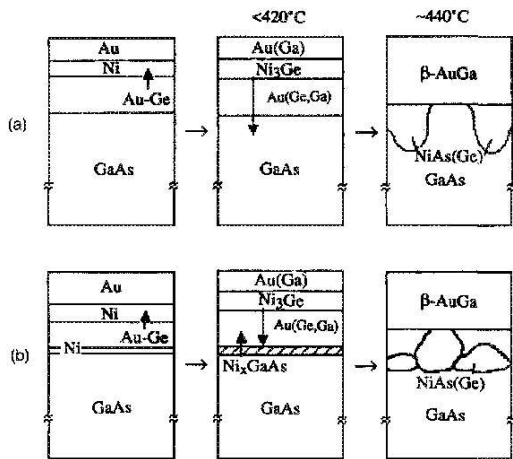


Abbildung 5.1: Legierprofile der Kontaktmaterialien, aus [72]. In Bild (a) wird das Material durch lokale Spikes kontaktiert, Bild (b) zeigt eine granulare flächige Kontaktierung.

steht darin, dass sich durch ein Gleichgewicht aus Ge-Eindiffusion und Ga-Ausdiffusion in der Grenzschicht des Substrats eine stark negativ dotierte Schicht bildet, welche für den Elektronenfluss durch Tunnelprozesse verantwortlich ist (z.B. [72]). Dieser findet auch in Tieftemperaturproben mit 2DEG statt. Vor dem Einlegieren sind die metallischen Schichten klar getrennt [66, 72, 77]. Im Legierprozess wird GaAs dissoziiert. Ga diffundiert in die Kontaktzone und reichert sich an der Kontaktfläche an [82]. Laut [83] diffundiert Ge aus der AuGe-Verbindung in die Ni-Schicht und bildet dort dauerhafte Verbindungen aus Ni und Ge. In [66] wird beobachtet, dass die Metallisierung und das Substrat ab ca. 300°C miteinander zu reagieren beginnen und mit wachsender Temperatur verschiedene Schichtsysteme aus NiGe, AuGa, NiAs und mehrkomponentigen Gemischen durchlaufen werden. Hierbei weist die Grenzschicht zwischen AuGe und GaAs abwechselnd glatte und inhomogene Morphologie auf, Vgl. dazu Abb. 5.1. Ohmsche Kontakte entstehen ab ca. 400°C mittels einer Ge-dotierten entarteten GaAs-Schicht. Ab 500°C bildet sich eine körnige Struktur aus NiAsGe-reichen und AuGa-reichen Gebieten, welche als optimierte Kontaktierung vorgeschlagen wird. Eine ähnliche dreistufige temperaturabhängige Bildung von granularen Phasen der Größenordnung 100 nm wurde auch von Kuan *et al.* [77] beobachtet. Hier koexistierten an der Grenzfläche ab ca. 400°C Au(Ga,As) -Körner und Ni_2GeAs -Körner, wobei mit wachsender Temperatur die Größe der Körner wächst und die Grenzfläche immer inhomogener wird. Von [72, 73] wird eine glatte Kontaktfläche aus NiAsGe-Körnern und AuGa bzw. AuGe auf GaAs als ideal befunden. Das Verhältnis von Ein- und Ausdiffusion wird über die Legierparameter gesteuert, Ge-Überschuss ist dabei unkritischer als fehlendes Ge [84]. Am besten eignet sich Au:Ge im eutektischen Verhältnis 88:12 Gewichtsprozent [1].

Die spezifischen Kontaktwiderstände von AuGe-Ni-Kontakten auf n -GaAs bei Raumtemperatur bewegen sich nach [71] im Bereich von 10^{-7} bis $10^{-2}\ \Omega\text{cm}^2$ und sind umgekehrt proportional zur Dichte der Dotieratome N_D . Die theoretische Untergrenze liegt in der Größenordnung $10^{-9}\ \Omega\text{cm}^2$ [70] und wurde in Ausnahmefällen nahezu erreicht [85].

AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen bei Raumtemperatur

AuGe-Kontakte können auch für zweidimensionale Elektronengase in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen verwendet werden [86]. Hier sollte die Metallisierung das höher liegende AlGaAs mit großer Bandlücke durchdringen und das tiefer liegende GaAs mit kleiner Bandlücke kontaktieren. Die Abfolge der Metallisierungsschichten variiert, wobei häufig Ni als erste dünne Schicht aufgebracht wird. In [75] wird festgestellt, dass durch AuGe-Ni-Au auf AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen Kontakte mit $\rho_c = 5 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ hergestellt werden können, bei welchen die AlGaAs/GaAs-Grenzschicht unter den Kontakten durch Interdiffusion der Metallisierungsschichten mit den Halbleitermaterialien vollkommen zerstört ist. Es wird die These aufgestellt, dass der Kontakt über lateralen Tunnelstromfluss durch granulare Strukturen direkt ins 2DEG erfolgt. Nach [87] und [88] wirken sich bei Proben mit 2DEG das Au:Ge-Verhältnis und die Ge-Menge stärker aus als in reinem GaAs. Die Dicken der AuGe- und der Ni-Schicht, die Oberflächenbehandlung vor Metallisierung und die Legiertemperatur werden als wesentliche Parameter angegeben. Es wird angenommen, dass Ge in die Tiefe des 2DEGs diffundieren muss, um Kontakt herzustellen. Wiederum bildet sich eine körnige Ni₂Ge- oder Ni₂GeAs-Verbindung, welche entsprechend [77] den Kontakt zu GaAs herstellt. Der Kontaktwiderstand wird in dem Moment minimal, in welchem die Ni₂GeAs-Mischung die 2DEG-Tiefe erreicht. In [89] wird berichtet, dass bereits Legierdauern ab 30 s ausreichen, um einen guten Kontakt herzustellen, und dass sich bei längeren Legierdauern keine wesentlichen Veränderungen ergeben. Beim Einlegieren schmilzt das Eutektikum. Dabei wird eine Schicht GaAs angelöst und rekristallisiert unter Einbau von Ge, das bis weit jenseits des 2DEGs in das Substrat eindiffundiert, während Ga in die Goldschicht ausdiffundiert. In [78] und [74] wird gezielt versucht, eine homogene NiAsGe-Schicht herzustellen, welche das Substrat unmittelbar kontaktiert. Bei diesen Proben sieht man an den Rändern der Kontakte schmale Bereiche, in denen das Kontaktmaterial beinahe doppelte 2DEG-Tiefe erreicht, während es unter den Kontaktflächen das 2DEG nicht erreicht. In diesem Gebiet durchstoßen gelegentlich senkrechte „Spikes“ aus Metall-Legierungen die 2DEG-Ebene. Die flächige Legierung besteht aus einer Au-reichen Schicht an der Substratoberfläche und einer Ni₂AsGe-Schicht, beide mit NiGe-Einschlüssen, an welche sich das unlegierte GaAs anschließt. Bei thermischen Langzeittests sieht man, dass die Zahl und Tiefe der Spikes wächst und der Kontaktwiderstand sich verschlechtert. Aus diesen Untersuchungen wird vermutet, dass es für gute Kontaktierung bei Raumtemperatur nicht nötig ist, dass der legierte Bereich bis zum 2DEG reicht, und dass Spikes durch das 2DEG den Widerstand erhöhen. Eine direkte laterale Kontaktierung des 2DEGs würde hier vorwiegend über den Randbereich der Probe erfolgen, ist aber hochohmiger als die indirekte flächige Kontaktierung.

AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen

Die Kontaktmechanismen bei tiefen Temperaturen sind nur wenig untersucht. In einer Veröffentlichung von Taylor *et al.* werden NiAuGe-Kontakte auf AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen mit einem 2DEG in ca. 100 nm Tiefe betrachtet [90]. Es wird festgestellt, dass in 2DEGs bei tiefen Temperaturen Spikes den wesentlichen Kontaktmechanismus ausmachen, obwohl in Volumenmaterial die Diffusionstiefe der Metallisierung unwesentlich ist

und Spikes gar unerwünscht sein mögen. Unterhalb der Kontaktfläche existiert ein 2DEG mit reduzierter Elektronendichte in Serie mit dem ursprünglichen 2DEG, was auch in [91] und [92] beobachtet wurde. Der Kontaktwiderstand hängt von der modifizierten Elektronendichte, dem Verhältnis Länge:Breite der Kontaktflächen und der Größe, Dichte und Tiefe der Spikes ab. Das elektrische Verhalten ist dabei nicht durch den Strom durch die Spikes ins 2DEG charakterisiert, sondern vielmehr durch Streuung der Elektronen im modifizierten 2DEG an dem durch die Spikes erzeugten „Antidot-Muster“. In TEM-Bildern werden drei Regimes sichtbar: Spikes, die das 2DEG kontaktieren, zu kurze Spikes und tiefe Spikes, die das 2DEG vollständig zerstören. Die Spikes haben einen Durchmesser von ca. $1\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $1\ \mu\text{m}$ bis $1,5\ \mu\text{m}$ und bestehen aus einer Mischung von NiGeAu-Verbindungen. Im ersten Regime verringert sich der Zweipunkt-widerstand beim Abkühlen monoton, und es werden die gewünschten niederohmigen Kontaktwiderstände erzielt. Im zweiten Regime sinkt der Kontaktwiderstand monoton, bis die Kontakte bei ca. 120 K abrupt isolierend werden. Durch Beleuchten kann der Kontakt z.T. wiederhergestellt werden. Im dritten Regime sieht man bereits bei Raumtemperatur höhere Widerstände, die beim Abkühlen monoton wachsen, bis der Kontakt isolierend wird. Stromfluss findet hier nur durch die Kontaktkante statt. Man sieht, dass die Qualität der Kontakte sensitiv von der Diffusionstiefe der Metallisierungsschicht und der Bildung von Spikes abhängt. In unseren frühen Messungen wurde fast ausschließlich das Verhalten aus Regime 2 beobachtet, woraus sich schließen lässt, dass die 2DEG-Tiefe nicht erreicht wurde.

5.1.1 Herstellungsparameter

Die Herstellung zuverlässiger ohmscher Kontakte mit Kontaktwiderständen $R_K \ll 1\ \text{k}\Omega$ war lange Zeit ein ungelöstes Problem in der Arbeitsgruppe. Immer wieder konnten Proben aus Substratmaterial mit guten elektronischen Eigenschaften und mit einwandfreier lithografischer Strukturierung nicht vermessen werden, da die meisten Kontakte, die bei Raumtemperatur ohmsche Kennlinien und niedrige Widerstände aufwiesen, sich beim Abkühlen schlagartig verschlechterten und oft ganz ausfielen. Teilweise ließen sie sich durch Beleuchten mit einer Infrarot-Diode bei 4,2 K bzw. Basistemperatur wiederherstellen oder verbessern, hatten jedoch auch dann meistens noch Widerstände von einigen $\text{k}\Omega$. Mit einem beleuchteten System geht zudem immer eine gewisse Instabilität in Form von zeitlich driftenden elektronischen Eigenschaften einher.

Als Reaktion auf diese Problematik wurden Testreihen durchgeführt, in welchen die Kontakte bei Raumtemperatur, beim Abkühlen und bei 4,2 K mit und ohne Diodenbeleuchtung durch ihre Strom-Spannungs-Kennlinien in Zweipunktanordnung sowie durch Dreipunkt-messungen im Lock-in-Verfahren charakterisiert wurden. Es wurden Herstellungsrezepte anderer Gruppen nachvollzogen und Tests zu unterschiedlichen Materialsystemen, insbesondere ein Vergleich zwischen AuGe/Ni/AuGe- und Ge/Ni/Au-Schichtsystemen unternommen. Beim Legierprozess wurden verschiedene Legiertemperaturen und -zeiten für die einzelnen Temperaturstufen getestet sowie bereits vermessene Proben ein zweites Mal nachlegiert. Eine eindeutige Verbesserung konnte schließlich mit einem veränderten Metallisierungsrezept erzielt werden.

Die ohmschen Kontaktflächen bestehen bei allen Rezepten aus Eutektikum AuGe (Au:Ge im Verhältnis 88:12 Gewichtsprozent) oder separaten Gold- und Germaniumschichten so-

5 Kontaktierung und Charakterisierung

wie Nickel Ni, je nach Probe in einer der drei Kombinationen AuGe/Ni/AuGe, Ge/Ni/Au oder AuGe/Ni/Au. Die dünnen Metallschichten werden in einer Bedampfungsanlage in der gewünschten Dicke aufgebracht und anschließend einlegiert, um das 2DEG zu kontaktieren. Dabei ist das Ziel, Kontaktwiderstände zu erhalten, die bei tiefen Temperaturen stabil und möglichst niederohmig sind und deren Strom-Spannungs-Kennlinien über den gesamten Messbereich linear sind.

Bei der Herstellung orientierten wir uns zunächst an dem folgenden Rezept:

a) Materialfolge: AuGe (60 nm) / Ni (10 nm) / AuGe (60 nm)		
110 °C	300 s	gas flow anneal, 200 mbar, Dehydrierschritt
360 °C	120 s	gas flow anneal, Sinterschritt
420 °C	30 s bis 40 s	gas flow anneal, Legierschritt

Alternativ wurde eine Rezeptur aus Ge/Ni/Au verwendet:

b) Materialfolge: Ge (20 nm) / Ni (12 nm) / Au (45 nm)		
110 °C	300 s	gas flow anneal, 200 mbar, Dehydrierschritt
395 °C	50 s	gas flow anneal, Legierschritt

In Anlehnung an [93] wurde Rezept a) modifiziert, wobei im zweiten Prozessschritt die Schmelztemperatur von AuGe von 356 °C unterschritten bleibt:

c) Materialfolge: AuGe (60 nm) / Ni (10 nm) / AuGe (60 nm)		
110 °C	300 s	gas flow anneal, 200 mbar, Dehydrierschritt
340 °C	120 s	gas flow anneal, Sinterschritt
420 °C	15 s bis 55 s	gas flow anneal, Legierschritt

Mehrere der so gefertigten Proben wurden nach der Tieftemperaturcharakterisierung mit einem weiteren Schichtsystem metallisiert und/oder ein zweites Mal einlegiert, um die damit verbundene Veränderung der Kontaktwiderstände zu beobachten.

Die Proben wiesen je nach Rezept deutliche qualitative Unterschiede auf, jedoch wurde mit keinem der drei Rezepte eine akzeptable Ausbeute an funktionierenden Kontakten erzielt. Reproduzierbar gute Kontakte konnten mit Rezept d) nach Graumann [1] erzielt werden, welches im Abschnitt 5.1.6 vorgestellt wird:

d) Materialfolge: AuGe (ca. 175 nm) / Ni (44 nm) / Au (10 nm)		
100 °C	180 s	gas flow anneal, 300 mbar, Dehydrierschritt
370 °C	120 s	forming gas anneal, 300 mbar, Sinterschritt
420 °C	50 s	forming gas anneal, Legierschritt
100 °C	2 s	gas flow anneal, Kühlung

5.1.2 Präparative Vorkehrungen

Nachdem die Tieftemperatureigenschaften der ohmschen Kontakte sich als dauerhaftes Problem erwiesen, wurden neben dem Legierrezept auch sämtliche Prozessschritte überprüft, um mögliche präparative und apparative Ursachen auszuschließen. Im Fall der optischen Lithografie bedeutete dies, dass die verwendeten Gefäße und Chemikalien streng

nach Prozessen getrennt und von der Silizium-Präparation anderer Gruppen abgekoppelt wurden. Prinzipiell wäre es möglich, dass nach dem Belichten eine dünne Restlackschicht in den freigelegten Kontaktflächen den Kontakt zur Metallschicht reduziert. Dies wurde durch Überbelichten und Überentwickeln sowie anschließende Reinigung mit Sauerstoffplasma ausgeschlossen. Da die RIE-Anlage (*reactive ion etching*) das Material möglicherweise mit Fremdionen dotieren könnte, gingen wir zu einer reinen Sauerstoff-Anlage über.

Unmittelbar bevor die Probe in die Bedampfungsanlage eingeführt wird, wird die isolierende natürliche Oxidschicht an der Oberfläche mit konzentrierter Salzsäure entfernt. In der Bedampfungsanlage wird die Schichtdicke *in situ* mit einem Schwingquarz gemessen. Um die angestrebten Schichtdicken laut Rezept mit den erzielten Schichtdicken auf der Probe abzugleichen, wurde eine Versuchsreihe mit unterschiedlichen Metallen und Schichtdicken durchgeführt, welche anschließend mit zwei unabhängigen Profilometern kontrolliert wurden. Hierbei stellte sich heraus, dass für Eutektikum AuGe die reale Dicke bei ca. 91,5 % des Anzeigewertes liegt, wohingegen bei Nickel nur ca. 58 % und für Goldschichten ca. 70 % des Sollwertes erreicht werden. Für eine quantitative Aussage müssen alle Anzeigewerte der Anlage mit dem entsprechenden Korrekturfaktor multipliziert werden. Soweit nicht anders angegeben, werden in dieser Arbeit jeweils die Anzeigewerte verwendet, da diese in allen Fällen vorliegen, wohingegen die wahre Dicke nur exemplarisch nachgemessen wurde. Für die Zukunft sollten die Toolingfaktoren der Anlage direkt angepasst werden.

Da Au und Ge unterschiedliche Dampfdrücke und damit Verdampfungsraten haben, muss das AuGe-Eutektikum aus dem Schiffchen vollständig thermisch verdampft werden, damit es sich auf der Probe wieder im eutektischen Verhältnis niederschlägt. Daher kann die Schichtdicke von AuGe nicht über den Schwingquarz und die Shutter-Funktion eingestellt werden. Die gewünschte Menge Eutektikum muss entsprechend eigens durchgeführter Testreihen eingewogen und dann restlos verdampft werden. Dies führt zu einer weiteren Unsicherheit der Größenordnung ca. 10 % für die resultierende Schichtdicke, was allerdings nach dem neuesten Rezept für das Endergebnis nicht weiter kritisch ist.

Die Probertemperatur im Legierofen wurde überprüft, indem ein zweites Thermo-Element als Referenz auf der Probe angebracht wurde. Zudem wurde beobachtet, bei welcher nominellen Temperatur Eutektikum in verschiedenen Konfigurationen schmilzt. Beide Verfahren haben bestätigt, dass angezeigte und reale Temperatur gut übereinstimmen.

Die Vorcharakterisierung der Kontakte bei Raumtemperatur im Vierspitzenmessplatz wurde als unkritisch angesehen, dennoch wurde die angelegte Spannung auf wenige Millivolt reduziert. Zuletzt bleibt noch die weitere Prozessierung, bei welcher die Kontaktflächen oder das 2DEG nachträglich geschädigt werden könnten. Tatsächlich zeigt sich in Zweipunktmessungen bei Raumtemperatur, dass der Widerstand über die Probe nach Aufbringen der Bondpads systematisch höher ist. Das qualitative Tieftemperaturverhalten der Kontakte bleibt dadurch jedoch unbeeinflusst. Belastungstests, in denen das 2DEG großflächig mit Elektronen der Energie 30 keV bestrahlt wurde, zeigten ebenfalls eine leichte Erhöhung des Widerstandes [94], welche sich jedoch nur auf das 2DEG und nicht auf die Kontakte bezieht und bei den real verwendeten kurzen Belichtungszeiten auf kleinen Flächen vernachlässigbar sein sollte.

Hiermit wurden alle potentiellen Fehlerquellen im Herstellungsprozess beseitigt. Auf dieser technologischen Basis konnte mit der Variation des Legierrezeptes hinsichtlich der verwendeten Metalle, Schichtdicken, Legiertemperaturen und Legierzeiten begonnen werden.

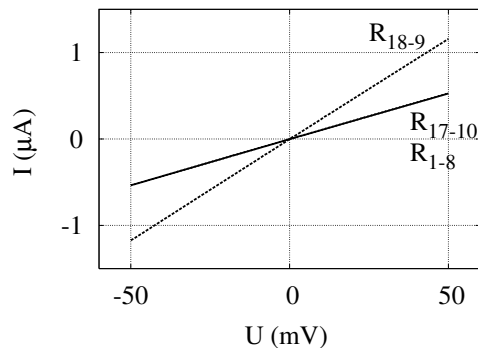


Abbildung 5.2: Typische Zweipunkt-Kennlinien bei Raumtemperatur. Die Strom-Spannungs-Kurven sind linear, die Widerstände betragen aus Geometrie Gründen $R_{17-10} = R_{1-8} = 94 \text{ k}\Omega$ bzw. $R_{18-9} = 43 \text{ k}\Omega$ (Probe C2lo).

5.1.3 Kontakte bei Raumtemperatur

Die Kontakte aller Proben wurden bei Raumtemperatur in einem Vierspitzenmessplatz untersucht. Hier wurde jeweils in Zweipunktanordnung die zwischen zwei Kontakten angelegte Spannung variiert und der Strom über die beiden Kontakte gemessen. Um die Kennlinien aufzunehmen, wurden entweder ein *4140B pA Meter/DC Voltage Source* von Hewlett-Packard und zwei *Keithley 196 System DMM* Digital-Multimeter oder eine *Keithley 236 Source Measure Unit* als Spannungsrampe mit integrierter Strommessung verwendet. Im Idealfall ergibt sich eine lineare ohmsche Kennlinie, aus deren inverser Steigung sich der Zweipunkt-widerstand berechnet. Dieser setzt sich zusammen aus dem (vernachlässigbaren) Widerstand der Zuleitungen des Messaufbaus, den Kontaktwiderständen der beiden beteiligten Kontakte und dem Widerstand des 2DEGs zwischen den Kontakten. Die Hallbar hat einen konstanten Flächenwiderstand, so dass der Widerstand zwischen zwei Kontakten mit dem Verhältnis von Länge zu Breite der durchflossenen Strecke skaliert. Dadurch ergeben sich geometrieabhängige Variationen des Zweipunkt-widerstands, die von den Kontaktwiderständen unabhängig sind. Ein Beispiel typischer Strom-Spannungs-Kennlinien in Zweipunktanordnung ist in Abb. 5.2 gezeigt. Sie zeigen ohmsches Verhalten, wobei die Kontaktpaare R_{17-10} und R_{1-8} dieselbe Geometrie und damit nahezu den identischen Widerstand aufweisen und R_{18-9} durch eine kürzere Verbindungsstrecke einen niedrigeren Widerstand hat. In Abb. 5.3 sind die Kehrwerte der Zweipunkt-widerstände aller untersuchten Proben bei Raumtemperatur nach dem jeweiligen Legierrezept sortiert aufgetragen. Nur wenige Kontakte sind gänzlich ausgefallen, fast alle Widerstandswerte bewegen sich je nach geometrischer Anordnung zwischen $15 \text{ k}\Omega$ und $100 \text{ k}\Omega$. Es ist ebenfalls ersichtlich, dass mit Legierrezept a) die niedrigsten Widerstandswerte mit minimal $13 \text{ k}\Omega$ erzielt wurden. Rezept d) ergibt jedoch die beste Reproduzierbarkeit; die Zweipunkt-widerstände für die beiden Geometrien, in denen gemessen wurde, nehmen mit ca. $93 \text{ k}\Omega$ auf dem langen und $42 \text{ k}\Omega$ auf dem kurzen Stromweg immer die gleichen Werte an.

Funktionsfähige Kontakte bei Raumtemperatur sind eine notwendige, aber keine hinreichende Voraussetzung für gute Kontaktierung bei tiefen Temperaturen. Ihre Qualität liefert keine Aussage über das Tieftemperaturverhalten.

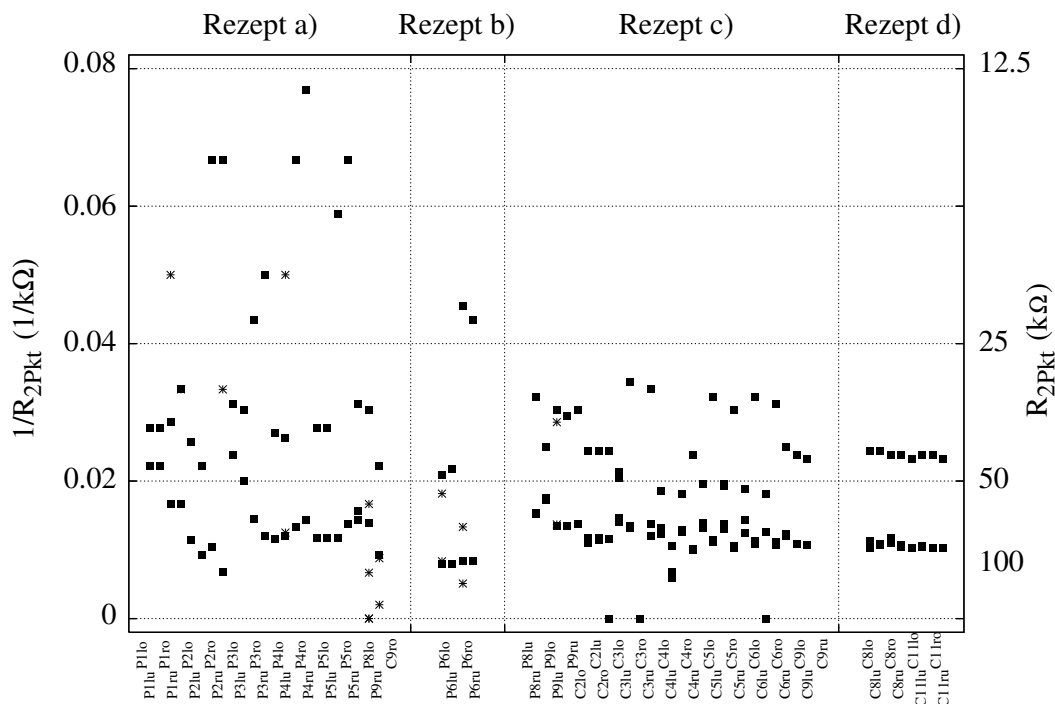


Abbildung 5.3: Übersicht über die inversen Zweipunktwidestände der Proben P1lo bis P9ru sowie C1lo bis C11ru bei Raumtemperatur. Ein inverser Widerstand von 0 bedeutet einen Ausfall mindestens eines Kontaktes, je höher $1/R_{2\text{Pkt}}$, desto besser die Kontakte. Die Widerstände sind bis auf sehr wenige Ausfälle von der Größenordnung 10 bis 100 k Ω , Rezept d) liefert konstante Werte in zwei geometrischen Anordnungen. Quadrate (■) entsprechen einem einfachen Legierprozess, Sterne (*) nachlegierten Proben.

5.1.4 Kontakte bei tiefen Temperaturen

Bei Kontakten mit guten Tieftemperatureigenschaften sinkt der Zweipunktwideerstand während des Abkühlprozesses kontinuierlich, was hauptsächlich auf einen reduzierten Flächenwiderstand über die Mesa zurückzuführen ist, wohingegen die Kontaktwidestände nach [91, 95, 96] sogar leicht ansteigen können. Bei schlechten Kontakten sinkt der Zweipunktwideerstand zunächst leicht ab, um dann bei ca. 100 K rasch ins Unendliche zu steigen, vgl. [90]. Abb. 5.4 zeigt eine Übersicht der Zweipunktwidestände aller untersuchten Proben bei Helium- bzw. Basistemperatur, nach Legierrezepten gruppiert. Auf der Ordinate ist das Inverse der gemessenen Zweipunktwidestände aufgetragen, so dass höhere Werte niedrigeren Widerständen entsprechen. Als Voraussetzung für die anvisierten Transportmessungen sollte der Zweipunktwideerstand maximal die Größenordnung eines Leitwertquantums, also ca. 25 k Ω haben. Idealerweise liegt der Kontaktwideerstand allerdings deutlich unter 1 k Ω , womit der Zweipunktwideerstand als Summe zweier Kontaktwidestände und des 2DEGs weniger als ca. 3 k Ω betragen sollte. Dieser Richtwert ist in Abb. 5.4 durch eine Linie markiert, oberhalb derer qualitativ hochwertige Kontakte angesiedelt sind. Wie man sieht, fielen alle Kontakte nach Rezept b) im Kalten vollständig aus. Auch bei Rezept a) und c) blieb die Ausbeute deutlich unter 25%, wobei Rezept a) etwas bessere

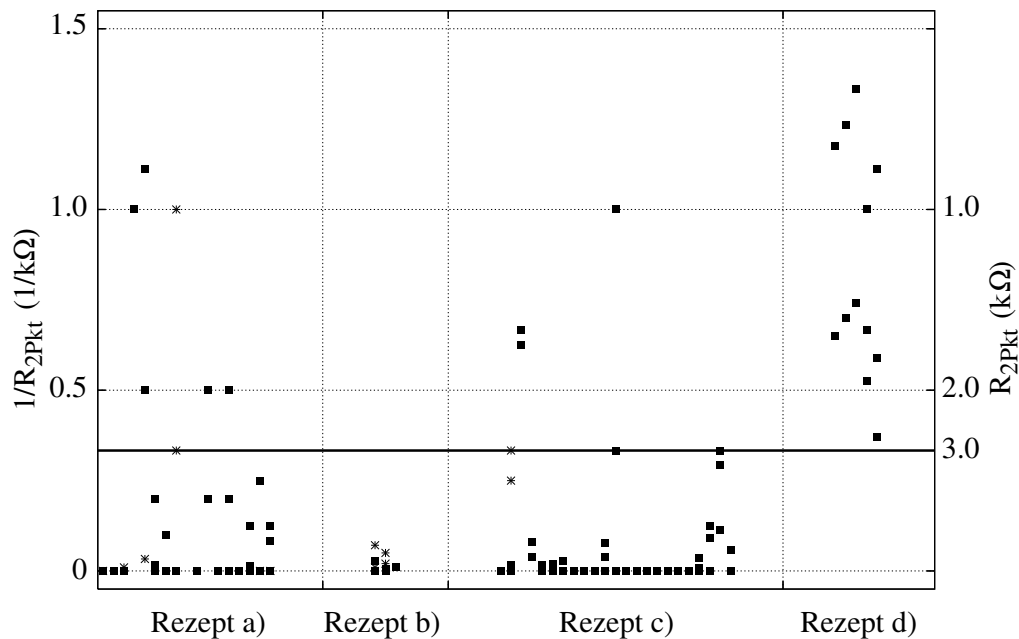


Abbildung 5.4: Übersicht über die inversen Zweipunktwidestände bei Helium- oder Basistemperatur. $1/R_{2Pkt} = 0$ bedeutet einen Ausfall mindestens eines Kontaktes, gute Werte liegen oberhalb von ca. $(3 \text{ k}\Omega)^{-1}$. Fast alle Kontakte nach a) bis c) fallen aus oder sind hochohmig, erst Rezept d) zeigt durchgehend gute Ergebnisse, in denen sich die Messgeometrie widerspiegelt. Messdaten von einfach legierten Proben sind mit Quadraten (■) bezeichnet, Nachlegiertests mit Sternen (*). Man beachte die gegenüber Abb. 5.3 veränderte Skala.

Ergebnisse erzielte als c). Hier war an den meisten Proben eine Mischung aus funktionierenden und ausgefallenen Kontakten zu beobachten, wie beispielhaft in Abb. 5.5(a) gezeigt ist, so dass oft nur Zweipunktmessungen, jedoch keine Vierpunktmessungen möglich waren. Die Verteilung der Kontaktwiderstände ist uneinheitlich, nur wenige Kontaktpaare blieben im gewünschten Bereich unter $3 \text{ k}\Omega$. Verschiedene Nachlegiertests, bei denen Proben ein zweites Mal erhitzt oder mit einer weiteren Kontaktschicht metallisiert und anschließend erhitzt wurden (markiert mit „*“ in Abb. 5.4), brachten eine geringfügige Verbesserung, aber keine wirklich guten Kontaktwiderstände. Auch durch Beleuchten mit einer Infrarotdiode kann der Widerstand gesenkt werden, indem zusätzliche Elektronen freigesetzt werden. Das grundsätzliche Verhalten der Kontakte wird hiermit allerdings nicht verändert, der Widerstand bleibt i. Allg. von der gleichen Größenordnung wie ohne Beleuchten. Erst bei den nach dem neuen Rezept d) hergestellten Kontakten wurden reproduzierbar und ohne Ausfälle dauerhaft Ergebnisse unter $3 \text{ k}\Omega$ erzielt, wie in Abb. 5.5(b) exemplarisch dargestellt ist. Die Kontaktwiderstände sind nahezu identisch, Unterschiede im Zweipunktwidestand sind geometriebedingt.

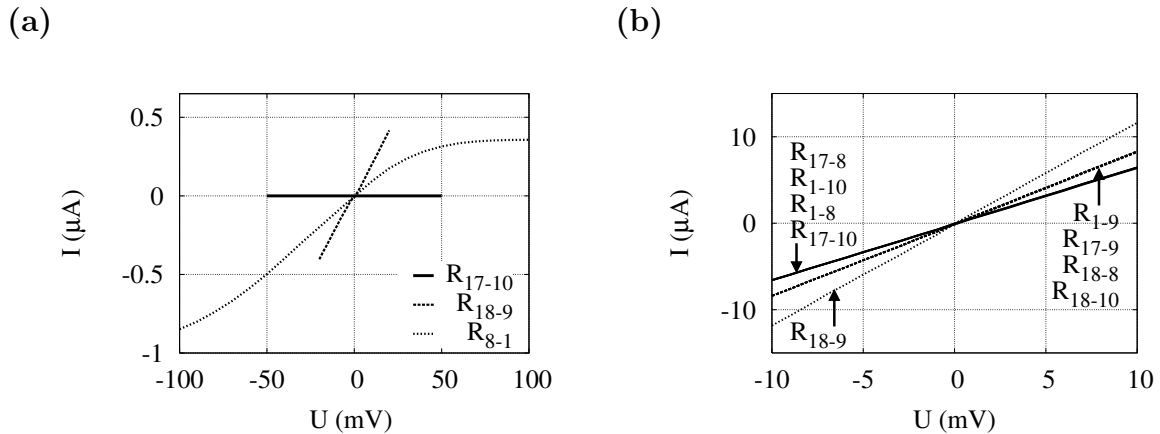


Abbildung 5.5: (a) Beispiel für Zweipunkt-Kennlinien einer Probe, deren Kontakte sich beim Abkühlen verschlechtern. R_{17-10} fällt komplett aus, R_{1-8} ist konstant bei hohen $50\text{ k}\Omega$, R_{18-9} ist doppel-diodisch mit $104\text{ k}\Omega$ im linearen Bereich (Probe C2lu).

(b) Zweipunkt-Kennlinien, die beim Abkühlen lineares niederohmiges Verhalten aufweisen. Kontaktpaare gleicher geometrischer Anordnung haben den gleichen Widerstand, $R_{17-10} = R_{1-8} = R_{1-10} = R_{17-8} = 1,53\text{ k}\Omega$, $R_{1-9} = R_{18-10} = R_{17-9} = R_{18-8} = 1,19\text{ k}\Omega$ und $R_{18-9} = 0,85\text{ k}\Omega$ (Probe C8lo).

5.1.5 Variation der Parameter

Bei der Variation des Legierrezeptes stehen im Wesentlichen die Parameter Legiertemperatur, Legierdauer und Metallisierungs-Schichtdicken zur Auswahl. Als Legiertemperatur wird nach [66] für Raumtemperatur-Kontakte zu GaAs eine Minimaltemperatur von ca. $300\text{ }^\circ\text{C}$ benötigt, bei welcher GaAs beginnt zu dissoziieren. Im weiteren Verlauf steigt die Legiertiefe mit der Legiertemperatur, bis sie in Sättigung geht. Generell zeichnet sich ab, dass gute ohmsche Kontaktierung ab Temperaturen um $400\text{ }^\circ\text{C}$ [66, 73, 77, 78, 90] bzw. ab ca. $440\text{ }^\circ\text{C}$ [72] erzielt werden kann. Nach Messica [93] sind die Kontaktwiderstände unempfindlich gegenüber einer Variation der Legiertemperatur im Bereich von $400\text{ }^\circ\text{C}$ bis $445\text{ }^\circ\text{C}$. In Einzelfällen werden insbesondere für Heterostrukturen deutlich höhere Temperaturen propagiert [66, 75, 87, 88]. Dagegen wird andererseits oft festgestellt, dass die Qualität bei Temperaturen zwischen ca. $450\text{ }^\circ\text{C}$ und $600\text{ }^\circ\text{C}$ wieder absinkt [72, 73, 77, 80, 97]. Insgesamt ergibt sich das Bild, dass der Bereich zwischen ca. $400\text{ }^\circ\text{C}$ und $450\text{ }^\circ\text{C}$ gut geeignet und unkritisch bezüglich Variationen ist. Daher legten wir uns auf $T_{\text{leg}} = 420\text{ }^\circ\text{C}$ fest.

Als Legierdauern werden Zeiten im Bereich von ca. 30 s [77, 78, 84, 90, 93] bis zu wenigen Minuten [66, 71, 72, 80, 84, 87] verwendet. In [89] wird gezeigt, dass bereits minimale Legierdauern von 3 s bis 25 s bei $430\text{ }^\circ\text{C}$ ausreichen, um ein 2DEG angemessen zu kontaktieren. In [73] ist der Widerstand für 20 s bis 90 s nahezu unabhängig von der Legierdauer. Das Legierprofil ist teilweise als Stufenprofil, teilweise als Rampe angelegt. Alternativ wurde eine *rapid thermal anneal* Methode verwendet, in der die Probe rasch auf eine hohe Temperatur erhitzt wird und dann sofort abkühlt [74, 75, 87, 88]. In dieser Arbeit wurden auf zwei Substraten, deren 2DEGs in 90 nm bzw. 120 nm Tiefe liegen, bei $420\text{ }^\circ\text{C}$ in einem Stufenprofil Legierdauern von 15 s bis 55 s getestet. Die Ergebnisse der anschließenden

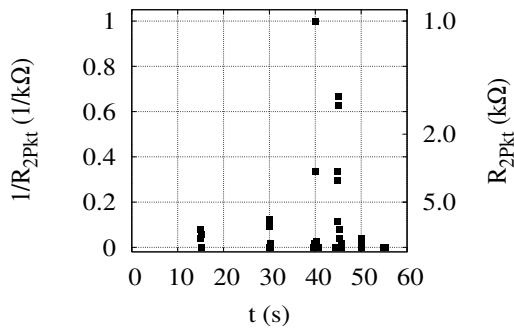


Abbildung 5.6: Abhängigkeit des Leitwerts aus Zweipunktmessungen an Kontakten nach Rezept c) bei tiefen Temperaturen von der Dauer des Legierschrittes bei 420 °C, optimiert bei 40 bis 45 s.

den Tieftemperatur-Messungen sind in Abb. 5.6 dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Widerstände von der Legierdauer. Als optimale Werte ergeben sich 40 s bis 45 s mit schlechteren Kontakten bei kürzeren und längeren Zeiten.

Die Gesamtdicke der Metallisierungsschichten wird in der Literatur i. Allg. nicht als kritischer Parameter erwähnt. Vereinzelt wird das Verhältnis Au:Ge, die Ge-Gesamtmenge sowie die Menge von Ni als Katalysator für die Ge-Diffusion angeführt. Quantitative Aussagen werden dabei jedoch meist nicht getroffen. In [98] wird darauf hingewiesen, dass zu große Mengen von Au zu Ga-Ausdiffusion und As-Überschuss führen, und eine zu große Ni-Menge sich ungünstig auswirkt. Ohne Ni würde man ein Zusammenballen der AuGe-Schicht sehen, wodurch Homogenität, Oberflächenmorphologie und Kantendefinition der Kontakte beeinträchtigt werden. Es sind verschiedene Abfolgen der Metallisierungsschichten bekannt. Favorisiert werden einerseits AuGe-Ni-Au, andererseits Ni-AuGe-Ni-Au mit einer sehr dünnen Nickelschicht unmittelbar auf dem Substrat. [72] berichtet, dass nach 2 min Legieren bei 440 °C die Diffusionstiefe ca. 50 % bis 80 % des aufgetragenen Materials (AuGe und Ni, ohne Au-Deckschicht) betrug. In [66] wird die erreichte Legiertiefe zu 70 % der aufgetragenen Metallmenge veranschlagt. Offenbar haben die Dicken und die Reihenfolge der Metallisierungsschichten einen deutlichen Einfluss auf die Kontaktqualität, der jedoch kaum quantitativ untersucht ist.

Eine der wenigen systematischen Untersuchungen der Abhängigkeiten findet in [98] statt. Lin *et al.* wählen eine orthogonale Versuchsanordnung, um einen optimalen Parametersatz herauszufinden. In dieser werden an einer GaAs-MOSFET-Struktur die Parameter AuGe-Schichtdicke, Ni/AuGe-Verhältnis, Legiertemperatur und Legierdauer unabhängig voneinander variiert, wobei für jeden Parameter drei Testwerte vorgegeben werden. Dadurch wird die Anzahl der notwendigen Proben minimiert. Die Schichtfolge besteht aus AuGe-Eutektikum, Ni und einer 50 nm Au-Deckschicht. Die Ergebnisse können in diagrammatischer Form in Abhängigkeit von den Parametern aufgetragen werden, woraus sich sowohl der qualitative Einfluss der Variation als auch die Sensitivität der Kontaktwiderstände auf den Parameter ablesen lässt. Als guter Parametersatz ergeben sich eine AuGe-Schicht von ca. 50 nm, ein Ni/AuGe-Verhältnis von 0,25 bis max. 0,5, eine Legiertemperatur von ca. 450 °C und eine Legierdauer von 30 s bis maximal 60 s.

Wie erwähnt weist das Tieftemperaturverhalten all unserer früheren Kontakte nach der Interpretation von Taylor *et al.* [90] darauf hin, dass die eindiffundierten Kontaktmetalle

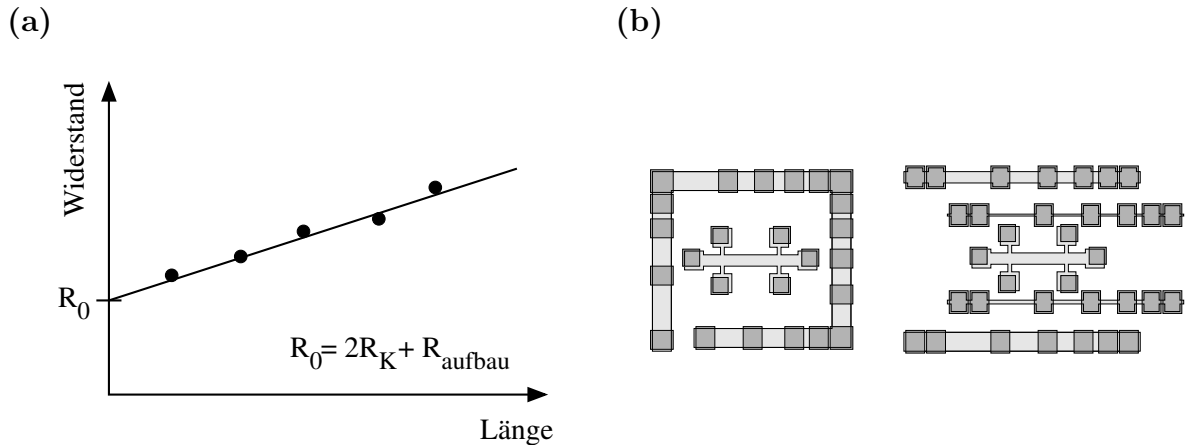


Abbildung 5.7: (a) Prinzip der Transmissionslinienmethode (TLM).

(b) Masken, mit denen der Widerstand, die Kristallrichtungs- (linke Maske R) und die Kantenlängen-Abhängigkeit (rechte Maske B) der Kontaktwiderstände aus der Transmissionslinienmethode bestimmt wurden (aus [1]).

das 2DEG nicht erreichen. Richtet man sich nach [66], dann ließe sich die angestrebte größere Diffusionstiefe durch dickere Metallisierungsschichten erreichen, und zwar mit ca. 130 nm für 90 nm 2DEG-Tiefe und 170 nm für 120 nm 2DEG-Tiefe. Ein ähnlicher Skalierungsansatz aus [1] führte tatsächlich zum gewünschten Ergebnis.

5.1.6 Neue Rezeptur

Studie von U. Graumann

Zur Lösung der Kontaktproblematik führte schließlich die Adaption einer Skalierungsformel für die Schichtdicken eines AuGe-Ni-Systems von U. Graumann am MPI für Festkörperforschung in Stuttgart [1] auf die vorliegenden Substrate. Auch diese Studie ist anhand einer systematischen Variation verschiedener Parameter entstanden. Dabei wurde die *transmission line method* (TLM) verwendet. In dieser Methode wird bei konstanter Mesabreite die Strecke zwischen benachbarten Kontakten variiert und jeweils deren Zweipunkt-widerstand bestimmt. Trägt man für mehrere Kontaktpaare den Widerstand über die eingeschlossene Länge L der Mesa auf, ergibt sich im Fall guter Kontakte ein linearer Zusammenhang mit geringer Streuung um eine Ausgleichsgerade. Man geht davon aus, dass alle Kontaktwiderstände ähnlich groß sind. Geringe Fluktuationen mitteln sich bei dieser Methode heraus. Wenn die Ausgleichsgerade auf $L = 0$ extrapoliert wird, entfernt man den Beitrag des 2DEGs, und der Ordinatenabschnitt setzt sich zusammen aus $R_0 = 2R_K + R_{\text{aufbau}}$ (siehe Abb. 5.7(a)). R_{aufbau} ist der Widerstand des Messaufbaus und kann aus einer Kurzschlussmessung bestimmt werden. Durch einen Vergleich der aus der TLM ermittelten Kontaktwiderstände R_K wurden die Prozessparameter bei der Herstellung optimiert. Abb. 5.7(b) zeigt die verwendeten Masken, wobei mit der linken Maske zugleich die Kristallrichtungsabhängigkeit der R_K untersucht wurde, mit der rechten Maske hingegen die Abhängigkeit von der Kantenlänge zwischen Kontakt und Mesa. Beide

5 Kontaktierung und Charakterisierung

Masken wurden uns freundlicherweise für weitere Untersuchungen zur Verfügung gestellt. In [1] wurden Proben mit 2DEG-Tiefen von 35 nm bis 280 nm, Elektronendichten von $(0,8-4,7) \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und Elektronenbeweglichkeiten von $(0,19-1,81) \cdot 10^6 \text{ Vs/cm}^2$ untersucht. Auf diese wurden Kontaktflächen aus Eutektikum AuGe oder Au und Ge im eutektischen Verhältnis sowie Ni aufgebracht. Variiert wurden die Parameter Legiertemperatur, Legierdauer, Orientierung der Kante bezüglich der Kristallrichtungen sowie die Schichtdicken der Metalle. Die wesentlichen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Au und Ge müssen im eutektischen Verhältnis 88:12 Gewichtsprozent aufgebracht werden, wobei unwesentlich ist, ob Eutektikum als Einwaage vollständig verdampft oder Au und Ge als separate Schichten aufgedampft werden. Die Abfolgen AuGe/Ni, Au/Ge/Ni und Ge/Au/Ni sind qualitativ gleichwertig, Ni/Au/Ge ergibt deutlich schlechtere Ergebnisse.
- Die Einlegiertiefe ist von Legiertemperatur und -dauer relativ unbeeinflusst und kann nur durch die Schichtdicke variiert werden, wobei die Eindringtiefe zur aufgetragenen Materialmenge proportional ist. Zu dicke Schichten erweisen sich als unkritisch. Als Standardwerte ergeben sich (107,2 nm Au / 52,8 nm Ge / 40 nm Ni) bzw. (160 nm Au-Ge / 40 nm Ni), welche über einen Skalierungsfaktor $S = \frac{\text{Tiefe} + 30 \text{ nm}}{110 \text{ nm}}$ auf die jeweilige 2DEG-Tiefe angepasst werden müssen.
- Minimale Werte für R_K ergeben sich für Nickelschichten im oben angegebenen Standardverhältnis, mit einem zweiten Minimum für dünnere Nickelschichten.
- Die optimale Legiertemperatur ergibt sich je nach Substrat zu 410 °C bis 440 °C. Bei 380 °C findet noch keine Kontaktierung statt.
- Als optimierte Legierdauer wurden 50 s festgestellt. Geringere Legiertemperaturen erfordern höhere Legierzeiten, höhere Legiertemperaturen geringere Legierzeiten.
- Die Qualität der Kontaktwiderstände hängt entscheidend von der Orientierung der Kontaktkanten bezüglich der Kristallrichtungen des Substrats ab. Es gibt eine stabile „gute“ und eine „schlechte“ Richtung, in der verminderter oder kein Stromfluss stattfindet und die Streuung der Widerstände zunimmt (siehe Abb. 5.10(a)).
- Der Kontaktwiderstand ist von der Größe der Kontaktfläche unabhängig, hängt jedoch umgekehrt proportional von der Kantenlänge der Kontakts auf der Mesa ab.

Nach diesem Prinzip ließ sich jedes betrachtete Substrat kontaktieren, wobei die Parameter jeweils neu optimiert werden müssen. Für 100 μm breite Strukturen mit der richtigen Kristallorientierung ergeben sich reproduzierbar Kontaktwiderstände mit $R_K < 10 \Omega$.

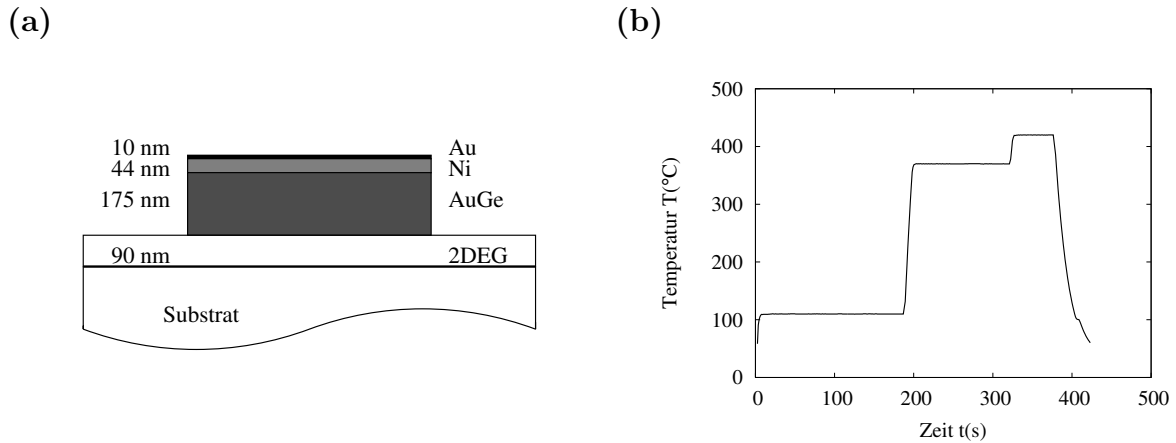


Abbildung 5.8: (a) Schichtfolge der Metallisierung für 90 nm 2DEG-Tiefe. (b) Stufenprofil des Temperaturverlaufs beim Legiervorgang, Rezept d).

Proben mit der neuen Rezeptur

Nachdem diese Rezeptur in Form von Rezept d) aus Abschnitt 5.1.1 auf die 2DEG-Tiefe 90 nm angepasst wurde, gelang es auf Anhieb, gute tieftemperaturbeständige ohmsche Kontakte mit niedrigen Kontaktwiderständen herzustellen. Dies beweisen Abb. 5.4 und Abb. 5.9 mit einer Übersicht der ersten Testergebnisse. Die nominellen Dicken der Metallschichten errechnen sich mit dem Skalierungsfaktor $S = (90+30) \text{ nm}/110 \text{ nm} = 1,09$ zu ca. 175 nm AuGe und 44 nm Ni. Zusätzlich wird die Doppelschicht AuGe-Ni im selben Aufdampfprozess mit einer ca. 10 nm dünnen Goldschicht abgedeckt, um Oxidation zu vermeiden (siehe Abb. 5.8(a)). Da sich für die AuGe-Schichtdicke bei der Herstellung über vollständiges Verdampfen einer Einwaage immer eine geringfügige Abweichung ergibt, waren die AuGe-Schichten von Probe C8 und C11 tatsächlich 205 nm bzw. 173 nm dick. Geringfügig dickere Schichten haben sich jedoch als unkritisch erwiesen. Die Dicke der Nickelschicht von real 44 nm wurde über die Shutterfunktion gesteuert in beiden Fällen eingehalten. Die Proben wurden im Legierofen in einem Stufenprofil entsprechend Abb. 5.8(b) 180 s lang bei 100 °C dehydriert. Anschließend wurde bei 370 °C knapp oberhalb der Schmelztemperatur von AuGe 120 s lang ein Sinterschritt durchgeführt, bevor bei 420 °C die empfohlenen 50 s lang einlegiert wurde. Danach wurde bei 100 °C wenige Sekunden lang im Durchflussmodus mit Formiergas gespült. Diese Adaption des Rezeptes aus [1] auf unser Probenmaterial führte mit hundertprozentiger Ausbeute zu hochwertigen Kontakten auf realen Proben für Transportuntersuchungen. Die Kontaktwiderstände bewegen sich um $R_K \simeq 30 \Omega$ (siehe Abb. 5.9), wobei die absoluten Werte in diesem Fall mit einer recht großen Unsicherheit behaftet sind, da eine konventionelle Hallbar-Struktur anstelle einer TLM-Maske verwendet wurde und daher die skalierten Mesalängen L/b nicht exakt bekannt sind.

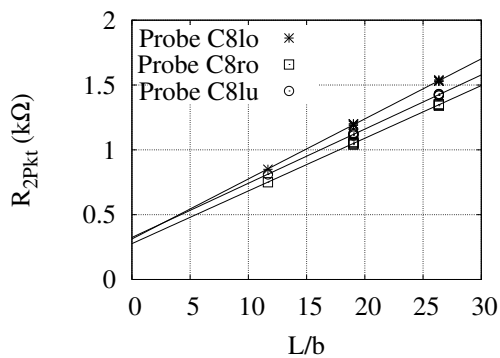


Abbildung 5.9: Zweipunktwidestände der Proben C8lo, C8lu und C8ro bei 4 K in Abhängigkeit von der skalierten Länge L/b der Mesa zwischen den Kontakten, $2R_K + R_{\text{aufbau}} \simeq 2R_K + 2 \cdot 118 \Omega \simeq 300 \Omega$, also $R_K \simeq 30 \Omega$.

Optimierung der neuen Rezeptur

Die Optimierung dieses Herstellungsprozesses auf unsere speziellen Substratparameter ist das Thema der Diplomarbeit von S. Raiser [64]. Hier wurde gleichzeitig überprüft, ob die in [1] getroffenen zentralen Aussagen sich auch in einer von der Prozedur am MPI Stuttgart unabhängigen Prozesskette bestätigen. In der Diplomarbeit wurde mit den gleichen Maskengeometrien und ebenfalls mit Hilfe der TLM die Höhe der Kontaktwiderstände unter Variation mehrerer Parameter bestimmt. Die Variation erfolgte dabei mit neun Proben nach einem orthogonalen Schema vergleichbar zu [98], nach welchem die AuGe-Schichtdicke, das Verhältnis AuGe:Ni, die Legiertemperatur und die Legierdauer jeweils drei verschiedene Werte annehmen konnten. So liegen für jeden Wert drei Ergebnisse mit unterschiedlichen Kombinationen der übrigen Parameter vor, woraus sich der am besten geeignete Testwert ermitteln lässt. Das 2DEG der beiden untersuchten Substrate liegt jeweils 120 nm unter der Oberfläche. Die Herstellung der Kontakte erfolgte nach Standardprozessierung ausgehend von Rezept d), die Messungen fanden in einer He-Kanne bei 4,2 K statt. Als AuGe-Schichtdicken wurden 160 nm, 190 nm und 215 nm anvisiert, wobei die tatsächlichen Dicken (berechnet als Produkt aus Schwingquarzanzeige und materialspezifischem Skalierungsfaktor, siehe Abschnitt 5.1.2) durch das Prinzip des vollständigen Verdampfens einer AuGe-Einwaage um den Sollwert schwankten. Nickelschichten wurden im Verhältnis AuGe:Ni 2:1, 4:1 und 8:1 aufgebracht. Als Temperaturen standen 390 °C, 420 °C und 460 °C auf dem Prüfstand, während die untersuchten Legierdauern 35 s, 50 s und 80 s betragen. In Tabelle 5.1 ist das entsprechende Schema der Prozessparameter aufgeführt. Probe E11 wurde als Referenz nach dem optimierten Standardrezept aus [1] hergestellt. „k.K.“ steht für „kein Kontakt“, die entsprechenden Proben haben isolierende Kennlinien und waren damit der quantitativen Auswertung des orthogonalen Schemas nicht zugänglich. Die Bezeichnung der Masken bezieht sich auf Abb. 5.7(b). Als Schichtdicken sind die realen Dicken angegeben, als Widerstand $R_{100\mu\text{m}}$ wurde jeweils der Kontaktwiderstand bei 100 μm breiter, in die gute Kristallrichtung orientierter Mesa eingetragen, um vergleichbare Werte für alle Proben zu erhalten.

Aus dem Vergleich der Kontaktwiderstände bei verschiedenen Parametern sowie aus dem Vergleich der TLM-Kennlinien für orthogonale Mesa-Richtungen bzw. unterschiedliche Breiten der Kontaktkanten ergeben sich folgende Resultate:

Probe	Maske	AuGe-Dicke	AuGe: Ni	T_{legier}	t_{legier}	$R_{100\mu\text{m}}$
E11	R	229 nm (1,92 g)	4: 1	420 °C	50 s	7,47 Ω
E10	R	191 nm (1,66 g)	8: 1	390 °C	35 s	k.K.
E12	R	182 nm (1,72 g)	4: 1	420 °C	50 s	7,47 Ω
E13	B	200 nm (1,70 g)	2: 1	460 °C	80 s	k.K.
E21	B	159 nm (1,40 g)	8: 1	460 °C	50 s	48,5 Ω
E22	B	159 nm (1,34 g)	4: 1	390 °C	80 s	k.K.
E23	B	165 nm (1,35 g)	2: 1	420 °C	35 s	615 Ω
E31	B	203 nm (1,89 g)	4: 1	460 °C	35 s	25,8 Ω
E32	B	218 nm (1,84 g)	2: 1	420 °C	50 s	69,8 Ω
E33	R	221 nm (1,87 g)	8: 1	420 °C	80 s	k.K.

Tabelle 5.1: Matrix der Prozessparameter für die einzelnen Proben, aus [64].

- Proben E11 und E12 haben die besten Kontaktwiderstände mit nur 7,4 Ω . Die Parameter für beide Proben sind dabei identisch bis auf 20 % Abweichung in der AuGe-Schichtdicke.
- Dickere AuGe-Schichten geben die besseren Widerstände. Als bester der drei getesteten Werte erweisen sich 215 nm, was mit dem über den Graumann'schen Skalierungsfaktor S berechneten Optimalwert übereinstimmt. Eine deutliche Variation zu noch dickeren Schichten scheint unkritisch zu sein.
- Ergebnisse bei Nickelschichten im Verhältnis AuGe: Ni 4:1 sind besser als bei sowohl kleineren als auch größeren Verhältnissen.
- 390 °C sind als Legiertemperatur eindeutig zu gering, 420 °C und 460 °C führen zu ähnlich guten Resultaten, wobei mit leicht erhöhten Temperaturen zu gering gewählte andere Parameter teilweise kompensiert werden können.
- Bei 80 s Einlegierdauer sinkt die Qualität der Kontakte. 35 s sowie 50 s erweisen sich als ähnlich gut mit leichter Präferenz für 50 s, wobei kürzere Zeiten mit höherer Temperatur bzw. längere Zeiten mit niedrigerer Temperatur kombiniert werden sollten. Der Bereich zwischen 35 s und 50 s bestätigt damit die bei der Parametervariation in Abschnitt 5.1.5 ermittelten Optimalwerte von 40 bis 45 s.
- Als „gute Richtung“ erweist sich eine Orientierung der Mesa parallel zur [011]-Richtung der Heterostruktur und damit der gemeinsamen Kante von Mesa und Kontakt senkrecht zu dieser Richtung (siehe Abb. 5.10(a)). Die niederohmigen Kontaktwiderstände streuen hier nur minimal um die Ausgleichgerade. Bei senkrechter Ausrichtung der Mesa entlang der [01 $\bar{1}$]-Richtung ist der Widerstand um ein Vielfaches höher, die Einzelwerte streuen stark und sind sensitiv bzgl. geringer Variationen der Parameter. Das unterschiedliche Verhalten lässt sich an Abb. 5.10(b) gut erkennen. Bei der Herstellung der Kontakte muss daher die Kristallorientierung des Substrats berücksichtigt werden. Hierzu kann man entweder die Mesa bewusst korrekt

5 Kontaktierung und Charakterisierung

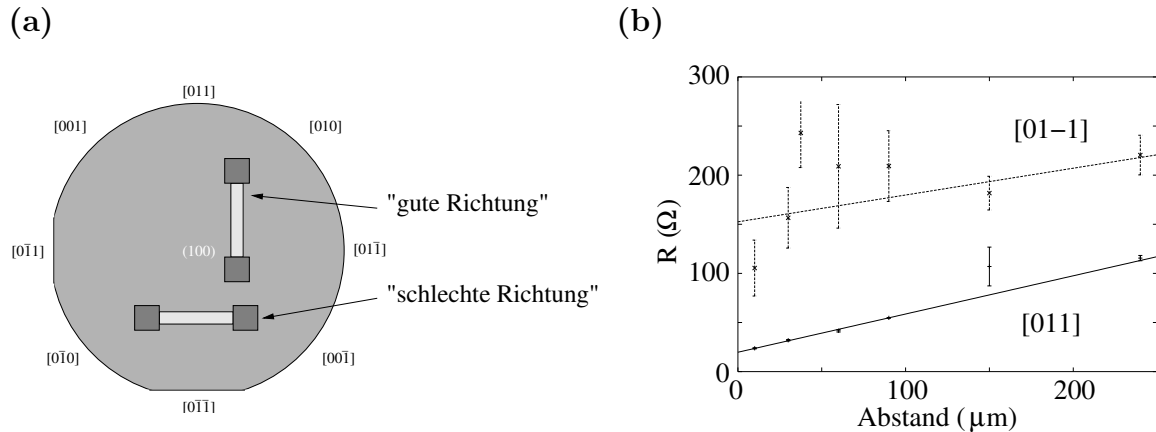


Abbildung 5.10: (a) Kristallrichtungsabhängigkeit der ohmschen Kontakte, aus [1].
 (b) Kristallrichtungsabhängigkeit der TLM-Kennlinien, aus [64].

orientieren, oder aber eine Kontaktgeometrie schaffen, in welcher beide aufeinander senkrechten Kanten vertreten sind.

- Durch die vorgegebene Maskengeometrie mit einheitlichen Kontaktflächen konnten die Widerstände nicht auf Flächenabhängigkeit hin untersucht werden. Wenn allerdings die Mesabreite und damit die Länge der Kontaktkante zur Mesa bei konstanter Fläche variiert wird, erhält man mit sinkender Kantenlänge wachsende Widerstände. In [1] wurde ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen Kantenlänge b und Kontaktwiderstand R_K postuliert. Trägt man das Produkt $R_K * b$ über die Kantenlänge auf, so würde man demnach konstante Werte erwarten. Dies lässt sich in Abb. 5.11 zwar nicht eindeutig erkennen, der reziproke Zusammenhang beschreibt die Werte jedoch besser als andere einfache funktionale Zusammenhänge. Demnach bietet es sich an, eine Kontaktgeometrie zu wählen, in der die Kantenlänge zur Mesa maximiert wird.

Als Fazit lässt sich sagen, dass mit [64] alle Aussagen aus [1] über AuGe- und Ni-Schichtdicken, Legiertemperatur und -dauer sowie Richtungs- und Kantenlängenabhängigkeit der Kontaktwiderstände anhand einer unabhängigen Prozesskette auf weiteren Substraten eindrücklich bestätigt worden sind. Mit der Wahl der Parameter 215 nm AuGe, 54 nm Ni (Verhältnis 4:1), 10 nm Au und 50 s Einlegieren bei 420 °C oder 460 °C sowie der richtigen Orientierung der Mesa bezüglich der Kristallrichtungen ist eine zuverlässige Kontaktierung eines 2DEGs in 120 nm Tiefe möglich. Durch den endlichen Abstand der Testwerte und aufgrund von Wechselwirkungen bleibt noch Optimierungspotential auf Zwischenwerte oder Parameter-Kombinationen. Mit dem optimierten Rezept erhält man qualitativ hervorragende Kontakte mit sehr geringer Streuung und $R_K < 10 \Omega$. Dies entspricht bei den ca. 100 μm auf 100 μm großen Kontaktflächen einem spezifischen Kontaktwiderstand von ca. $10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ bei 4,2 K.

Spikes, Flächen und Ränder

Eine offene Frage bleibt, ob die Kontaktierung des 2DEGs über lokale Spikes durch das 2DEG, über ein flächiges Diffusionsprofil oder über die Ränder der Kontaktflächen erfolgt. Die Frage ist eng mit der erwarteten Geometrieabhängigkeit des Kontaktwiderstands verbunden. Wenn das 2DEG flächig kontaktiert wird, ohne dass das Diffusionsprofil das 2DEG erreicht, erwartet man, dass der Widerstand umgekehrt proportional zur Kontaktfläche skaliert. Dasselbe gilt näherungsweise auch für das Spikes-Modell. Sind diese statistisch verteilt, so müsste ihre Zahl proportional und damit der Widerstand umgekehrt proportional zur Kontaktfläche sein. Geht man davon aus, dass das 2DEG vollkommen von den Kontaktmaterialien durchdrungen ist, erwartet man, dass der Stromfluss lateral durch die Kontaktkante stattfindet und der Widerstand umgekehrt proportional zur Kantenlänge ist. Analoges gilt, falls Spikes an den Rändern des Kontaktes gehäuft auftreten.

In [72] wird von NiAs(Ge)-Körnern berichtet, welche ca. 250 nm tief in das Substrat reichen können. Diese kommen im Randbereich gehäuft vor und könnten damit eine Breitenabhängigkeit des Kontaktwiderstands ergeben. In [71] wird postuliert, dass die Kontaktierung über die Ränder von Ge-reichen Inseln erfolgt, die die Kontaktfläche durchstoßen und oberhalb der Grenzfläche verbunden sind (siehe auch [99]). Dieses Spikes-Modell wird durch eine N_D^{-1} -Abhängigkeit des Widerstands bestätigt. Nach [90] kontaktiert bei guten Tieftemperaturkontakten das einlegierte Metall das 2DEG ausschließlich in Form von Spikes. Diese haben einen Durchmesser von ca. 1 μm , und die Qualität der Kontaktwiderstände korrespondiert unmittelbar mit der maximalen Tiefe der Spikes, welche das 2DEG gerade erreichen sollen. Es wird jedoch keine explizite Aussage über die Geometrieabhängigkeit der Kontaktwiderstände getroffen. Dem gegenüber stehen Ergebnisse aus [75]. Die Autoren schließen, dass keine Barriere zwischen Kontakt und 2DEG besteht, sondern die gesamte AlGaAs/GaAs-Grenzschicht unter dem Kontaktbereich durch eine körnige Vermischung der Metalle und Halbleiterkomponenten zerstört ist. Der Stromfluss soll durch laterale Tunnelprozesse aus leitenden Körnern ins 2DEG stattfinden. In [100] wurde ein Gitter aus „künstlichen Spikes“ auf einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur untersucht. Die Elektronenbeweglichkeit, Elektronendichte und mittlere freie Weglänge im 2DEG unter dem Kontaktgitter sinken deutlich. Die Kontakte selbst scheinen Gebiete mit hohem Widerstand darzustellen, während der Transport zwischen den Kontaktpunkten stattfindet. Vergrößert man die Kontakte, steigt der Kontaktwiderstand überproportional bezüglich einer angenommen inversen Flächenabhängigkeit an. Die Ergebnisse widersprechen damit einer Kontaktierung des 2DEGs durch lokalisierte Spikes.

Auch in der Untersuchung [1] wird kein Hinweis auf die Existenz und tragende Rolle von Spikes gefunden. Hier wird eine Abhängigkeit der Kontaktwiderstände von der Kantenlänge beobachtet. In unserer Gruppe konnte die reziproke Proportionalität von Widerstand und Kantenlänge nicht eindeutig, aber tendenziell bestätigt werden (Abb. 5.11). Unterschiedlich große Kontaktflächen wurden nicht untersucht. Rasterelektronenmikroskop- sowie Transmissionselektronenmikroskop-Untersuchungen könnten zu näheren Erkenntnissen über die Eindringtiefe der Metalle im Legierprozess sowie den zugrundeliegenden Kontaktmechanismus in den Proben führen.

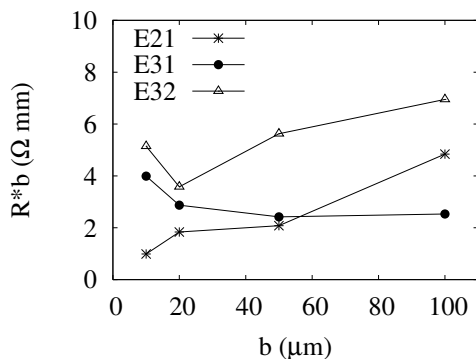


Abbildung 5.11: Abhängigkeit des Produkts aus Kantenlänge b und Kontaktwiderstand von der Kantenlänge Kontakt/Mesa für drei verschiedene Proben, nach [64]. Für eine umgekehrte Proportionalität von R_K und b erwartet man konstante Werte.

Kristallrichtungsabhängigkeit

Eine Abhängigkeit der Kontakt-Qualität von den Kristallrichtungen des Substrats ist bei U. Graumann und bei S. Raiser eindeutig erkennbar. Sie bezieht sich sowohl auf die absolute Höhe der Kontaktwiderstände als auch auf deren Streuung um den Mittelwert und die Streuung der Mittelwerte um die Ausgleichsgerade. Der epitaktisch gewachsene GaAs-Kristall mit der kubischen Raumgruppe 216 und der Symmetrie $F\bar{4}3m$ ist bezüglich einer Rotation um 90° nicht symmetrisch. Die Identität wird durch Rotation um 90° und Inversion hergestellt. Möglicherweise ergibt sich daraus eine Richtungsabhängigkeit des Leitfähigkeits-Tensors.

In der Literatur finden sich im Hinblick auf Vorzugsrichtungen nur wenige Aussagen, wie z.B. der Hinweis von Kuan *et al.* [77], dass AuGe vor dem Legieren aus separaten Au und Ge Körnern besteht, wobei die Au-Körner eine leichte Vorzugsrichtung in $\langle 111 \rangle$ -Richtung haben. Kristallografische Aufnahmen zeigen, dass die meisten Ni_2GeAs -Körner, über welche nach dem Legieren die Kontaktierung zum 2DEG stattfindet, epitaktisch entlang bestimmter Vorzugsrichtungen angeordnet sind. Auch [78] und [74] sehen anhand von Bragg-Beugungsmustern, dass die Ni_2AsGe -Phase des eindiffundierten Kontaktes, welche sich am unteren Rand der Diffusionszone befindet, in Kristallebenen orientiert ist.

Ein möglicher Zusammenhang zwischen diesen Beobachtungen an der einlegierten Phase, der Kristallstruktur des GaAs/AlGaAs-Substrats und der bevorzugten Kristallrichtung der ohmschen Kontakte muss in zukünftigen Untersuchungen festgestellt werden. Aufgrund der drastischen Auswirkungen des Effekts auf die Funktionalität der Proben wäre es von großem Interesse, die Thematik weiterzuverfolgen.

Ohmsche Kontakte für die Zukunft

Die Tests der neuen Rezeptur waren sowohl an regulären Proben zur Untersuchung von Transporteigenschaften mit einem 2DEG in 90 nm Tiefe als auch an TLM-Proben mit 120 nm 2DEG-Tiefe äußerst erfolgreich. Der reproduzierbaren Herstellung von stabilen tieftemperaturbeständigen Kontakten mit $R_K = \mathcal{O}(10 \Omega)$ zu beliebigen Heterostrukturen scheint damit nichts mehr im Wege zu stehen, womit eine wesentliche Grundvoraussetzung für qualitativ hochwertige Transportuntersuchungen an Nanostrukturen geschaffen ist.

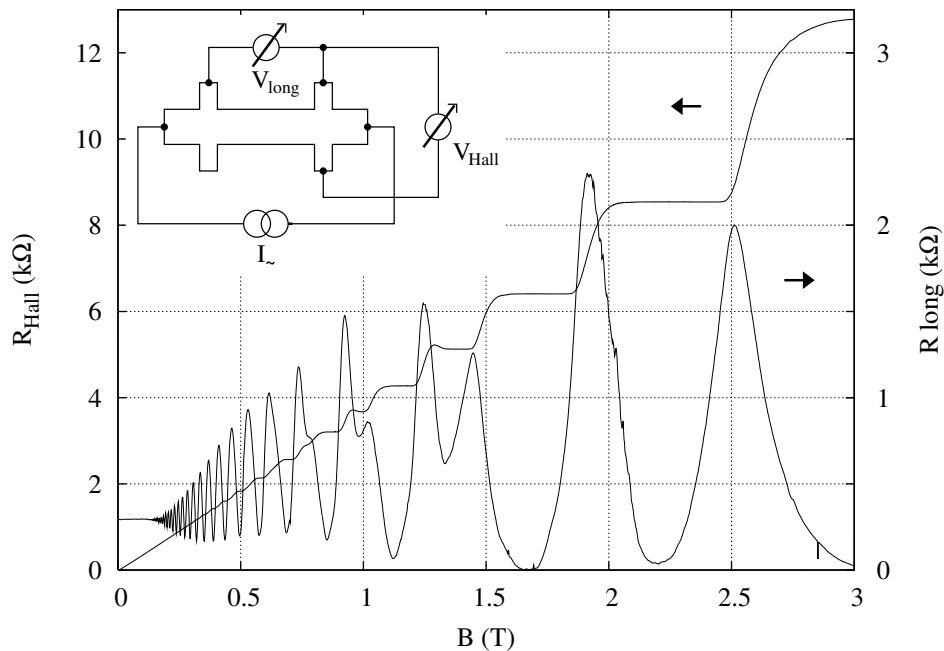


Abbildung 5.12: An einer Hallbar gemessener longitudinaler Widerstand und Hallwiderstand (Probe C8lo). Im Inset ist die zugehörige Messanordnung (Vierpunktmessung) zu sehen.

5.2 Charakterisierung des 2DEGs durch den Quanten-Hall-Effekt

Der Quanten-Hall-Effekt, für sich genommen ein aktives Forschungsgebiet, wird im Fall der Transportuntersuchungen an nanostrukturierten 2DEGs zur Vorcharakterisierung des Probenmaterials herangezogen. Die Qualität der Quantisierungseffekte spiegelt die Reinheit des Elektronengases wider, und bei einer quantitativen Analyse lassen sich Eckdaten wie Elektronendichte, Elektronenbeweglichkeit und Fermiwellenlänge bestimmen, die zur weiteren Interpretation der Messdaten wichtig sind.

5.2.1 Quanten-Hall-Effekt

Zur Messung des Quanten-Hall-Effekts wird an ein von einem konstanten Strom durchflossenes 2DEG senkrecht zur Ebene des Elektronengases ein Magnetfeld variabler Feldstärke angelegt. An dieser Probe können die longitudinale Spannung in Flussrichtung des Stromes sowie die Hallspannung senkrecht zum Stromfluss in Vierpunktanordnung abgegriffen werden. Daraus lassen sich die jeweiligen Widerstände bestimmen (Anordnung siehe Inset von Abb. 5.12). Im Gegensatz zum klassischen Hall-Effekt ist der Quanten-Hall-Effekt nur an zweidimensionalen Elektronensystemen und bei tiefen Temperaturen beobachtbar. Das zweidimensionale Elektronensystem ohne Magnetfeld zeichnet sich durch eine ener-

5 Kontaktierung und Charakterisierung

gieunabhängig konstante Zustandsdichte aus, für welche je Spinzustand gilt:

$$N(E) = \frac{dn(E)}{dE} = \frac{m_{\text{eff}}}{2\pi\hbar^2} \Theta(E - E_S), \quad (5.1)$$

wobei $N(E)$ die Zustandsdichte pro Fläche und Energieintervall, $n(E)$ die Anzahl der Zustände pro Fläche mit Energie kleiner E , m_{eff} die effektive Elektronenmasse in GaAs, Θ die Stufenfunktion und E_S die Subbandenergie bezeichnet.

Legt man an das 2DEG ein senkrechtes Magnetfeld an, so wird dieses in der Schrödingergleichung in Form eines Vektorpotentials \vec{A} berücksichtigt.

$$H\Psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\vec{\nabla} - \frac{e\vec{A}}{i\hbar} \right)^2 \right] \Psi = E\Psi \quad (5.2)$$

Unter Anwendung der Landau-Quantisierung erkennt man, dass die Bewegung in den beiden Raumdimensionen des Elektronengases nun gekoppelt ist, was in der klassischen Betrachtung der Bewegung der Elektronen auf Zyklotronbahnen entspricht. Die zugehörigen Eigenfunktionen sind Hermitepolynome, die Eigenenergien sind quantisiert zu

$$E_{n,S} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + E_S \quad (5.3)$$

Dies führt zu einer energetischen Aufspaltung der Zustandsdichte in eine äquidistante Serie von Deltafunktionen, den Landauniveaus

$$N_B(E, B) = \frac{dn(E, B)}{dE} = \frac{eB}{h} \sum_n \delta(E - E_S - \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2})) \quad (5.4)$$

mit Entartungsgrad $\frac{eB}{h}$ je Spinzustand, die in realen Proben thermisch und durch Streuung verbreitert sind. Der energetische Abstand der Landauniveaus von $\hbar\omega_c = \hbar\frac{e}{m}B$ ist proportional zur angelegten Magnetfeldstärke. Erhöht man das Magnetfeld, so überschreiten die Niveaus sukzessive die Fermienergie. Dabei werden sie entleert, und die darin enthaltenen Elektronen werden in die energetisch tiefer liegenden Niveaus umverteilt, deren Entartungsgrad ebenfalls proportional zu B steigt.

Dieser Sachverhalt zeichnet sich in den oben genannten Widerstandsmessungen ab (siehe Abb. 5.12). Der longitudinale Widerstand nimmt bei niedrigen Magnetfeldwerten einen konstanten Startwert an, aus welchem sich bei steigender Magnetfeldstärke ein oszillatorisches Verhalten entwickelt. Die Oszillationen sind periodisch in $\frac{1}{B}$. Wenn sich die Fermienergie zwischen zwei Landauniveaus befindet, weist der longitudinale Widerstand „Nullstellen“ auf, da der Transport durch die Probe quasi rückstreuungsfrei erfolgt. Hier kann der Flächenwiderstand auf unter $10^{-10} \Omega/\square$ absinken [101]. Der Hallwiderstand steigt bei niedrigen Magnetfeldern von Null aus linear mit dem Magnetfeld an. Dem linearen Verhalten überlagert sich bei höheren Magnetfeldern eine Plateaustruktur, wobei jeweils ein

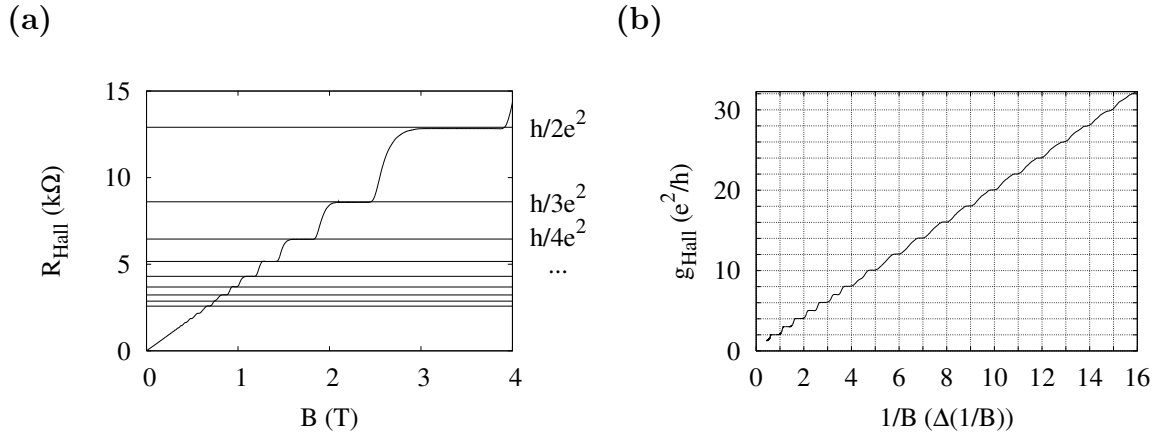


Abbildung 5.13: (a) Quantisierter Hallwiderstand $R_H(B)$ mit Plateaus bei $R_z = \frac{h}{ze^2}$ ($z=1,2,3,\dots$) (Probe C8ro); bei den Niveaus 1 bis 10 ist Spinaufspaltung beobachtbar. (b) Quantisierung des Leitwerts in Einheiten von $\frac{e^2}{h}$ und Periodizität in $\frac{1}{B}$.

Plateau im Hallwiderstand mit einem Minimum des longitudinalen Widerstands bei gleicher Magnetfeldstärke korrespondiert. Die Plateaus nehmen exakt quantisierte Werte von

$$R_z = \frac{h}{ze^2} = \frac{25812,807k\Omega}{z}, \quad z = 1, 2, 3, \dots \quad (5.5)$$

an, wobei z dem Index des Landauniveaus entspricht (siehe Abb. 5.13(a)). Der Wert der jeweiligen Plateaus ist universell, d.h. von der verwendeten Probe, der Elektronenbeweglichkeit und der Probengeometrie unabhängig, und wird in optimierten Messanordnungen mit einer Genauigkeit von $4 \cdot 10^{-9}$ erfüllt [102, 103]. Daher wird er seit 1. Januar 1990 als Widerstandsstandard verwendet [104, 105, 106]. Wenn die Fermienergie mit einem Landauniveau übereinstimmt, so entspricht dies einem Oszillationsmaximum im longitudinalen Widerstand bzw. einem Stufenanstieg des Hallwiderstands. Der Wechsel zwischen Minima/Plateaus und Maxima/Stufenanstiegen wiederholt sich bei Erhöhung des Magnetfelds periodisch in $\frac{1}{B}$, bis alle Elektronen im Landauniveau niedrigster Energie versammelt sind. Bei geringen Magnetfeldstärken misst man zweifach spinentartete Landauniveaus, wodurch in allen relevanten Formeln ein Faktor 2 für den Spin berücksichtigt werden muss. Bei ausreichend hohen Magnetfeldern lässt sich die Spinaufspaltung der Niveaus durch den Zeeman-Effekt auflösen. Dies schlägt sich in einer äquidistanten Halbierung der Höhe der transversalen Leitwertstufen und der Halbierung der Periodizität $\Delta(\frac{1}{B})$ des longitudinalen Widerstands nieder.

5.2.2 Probeneigenschaften

Aus der konstanten Periodizität $\Delta(\frac{1}{B})$ (vgl. Abb. 5.14(b)) lässt sich bei Spinentartung die zweidimensionale Elektronendichte im 2DEG gemäß

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta(\frac{1}{B})} \quad (5.6)$$

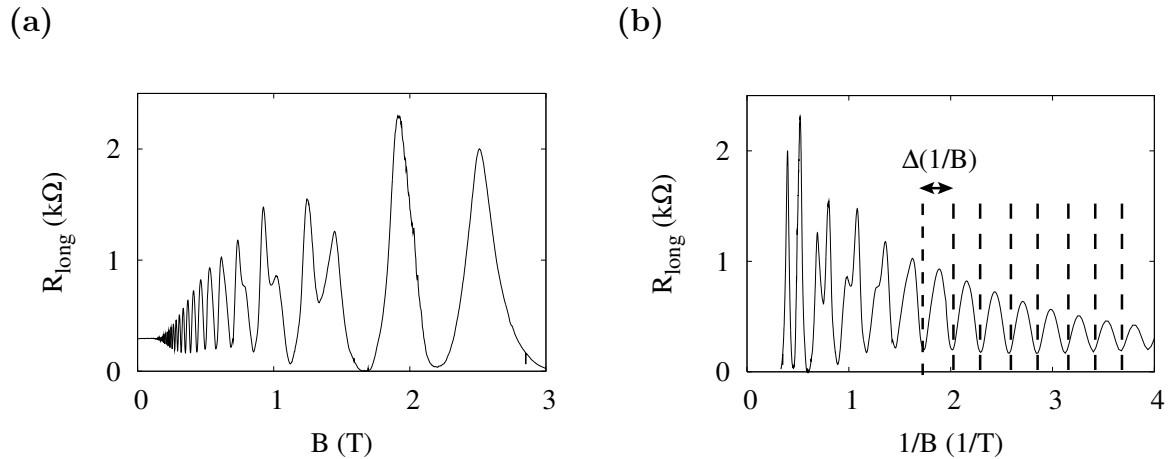


Abbildung 5.14: (a) Oszillation des longitudinalen Widerstands (Probe C8lo); bei den Landaniveaus $z=3$ bis $z=10$ ist Spinaufspaltung zu beobachten, die Niveaus $z=1,2$ haben bei den gegebenen Magnetfeldwerten die Fermienergie noch nicht überschritten. (b) Periodizität der Oszillationen in $\frac{1}{B}$.

bestimmen. Daraus ergeben sich unmittelbar Fermigeschwindigkeit, Fermiwellenzahl und damit die Fermiwellenlänge der Elektronen. Aus dem Längswiderstand bei $B=0$ T in Vierpunktanordnung und der Probengeometrie lässt sich der normierte Flächenwiderstand ρ_{\square} des 2DEGs abschätzen. Aus Elektronendichte und Flächenwiderstand erhält man nach

$$\mu = \frac{1}{en_s \rho_{\square}} \quad (5.7)$$

die Elektronenbeweglichkeit und daraus die mittlere freie Weglänge sowie die mittlere Streuzeit im 2DEG. Alle genannten Größen beeinflussen die Qualität und Eigenschaften der Transportmessungen und wurden daher routinemäßig ausgewertet.

In den für diese Arbeit verwendeten Heterostruktur-Materialien betrug die Elektronendichte $(1,4-2,0) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ohne Beleuchten bzw. $(2,5-3,2) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nach Beleuchten mit einer Infrarotdiode. Die Fermiwellenlänge lag typischerweise im Bereich von 55 nm bis 70 nm (beleuchtet 44 nm bis 50 nm), der Flächenwiderstand bei $30 \text{ }\Omega/\square$ bis $90 \text{ }\Omega/\square$ (beleuchtet $10 \text{ }\Omega/\square$ bis $40 \text{ }\Omega/\square$), woraus sich Beweglichkeiten von $(0,4-1,3) \cdot 10^6 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ (beleuchtet $(0,6-1,9) \cdot 10^6 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$) und mittlere freie Weglängen von $3 \text{ }\mu\text{m}$ bis $8 \text{ }\mu\text{m}$ (beleuchtet $5 \text{ }\mu\text{m}$ bis $24 \text{ }\mu\text{m}$) berechneten. Da die mittlere freie Weglänge somit deutlich über den typischen Abmessungen der Nanostrukturen von 100 nm bis $1 \text{ }\mu\text{m}$ lag, kann bei allen Transportuntersuchungen von ballistischem Transport ausgegangen werden.

6 Messungen an Quantenpunktkontakten

Im Jahr 1988 wurden von D. A. Wharam *et al.* sowie B. J. van Wees *et al.* die ersten Messungen von Leitwertquantisierung in Quantenpunktkontakten (QPCs) veröffentlicht [8, 9]. Seitdem werden Untersuchungen an QPCs verschiedener Geometrien durchgeführt, die in unterschiedlichen Materialsystemen durch Split-Gates, Ätzgräben oder isolierende Linien realisiert werden. An diesen können in linearen Transportmessungen Plateaus bei ganzzahligen Vielfachen des Leitwertquantums $g_0 = ze^2/h$ mit Entartungsgrad z (Spin-, Talentartung) beobachtet werden. In nichtlinearen Untersuchungen entwickelt sich der Leitwert bezüglich der (V_{sd}, V_g) -Ebene zu rautenförmigen Plateaus, die in V_{sd} -Richtung abwechselnd bei ganz- und halbzahligen Vielfachen von g_0 auftreten. Das Quantisierungsschema kann durch Inhomogenitäten im Material gestört werden. Zusätzlich wurde 1991 von Patel *et al.* [28] auf eine weitere Plateaustruktur hingewiesen, die häufig um 70 % der Stufenhöhe der untersten Stufen auftritt. Auch diese „Leitwertanomalien“ (mit der am stärksten ausgeprägten „0,7-Anomalie“ in der ersten Stufe) setzen sich in den Rauten der nichtlinearen Messungen fort. In diesem Kapitel werden lineare und nichtlineare Transportmessungen der Leitwertquantisierung an Split-Gates-QPCs mit und ohne Leitwertanomalien diskutiert. Bestehende Theorien und Erkenntnisse zu Leitwertanomalien werden vorgestellt und mit den Messungen und Simulationen dieser Arbeit verknüpft.

6.1 Lineare Transportuntersuchungen

6.1.1 Leitwertmessungen im linearen Regime

In linearen Transportuntersuchungen ist das elektrochemische Potential der Probe nahezu konstant. Die Darstellung der Messdaten erfolgt üblicherweise als differentieller Leitwert $g = \frac{\partial I}{\partial V_{sd}}$ (von nun an als „Leitwert“ bezeichnet) in Abhängigkeit von der negativen Gate-Spannung V_g . Eine typische Gatecharakteristik eines Split-Gate-QPCs ist in Abb. 6.1(a) gezeigt. Bei geringen negativen Gatespannungen ist der QPC im 2DEG noch nicht definiert. $g(V_g = 0)$ entspricht dem Leitwert der Probe ohne Nanostruktur, dessen Kehrwert bei der Auswertung als serieller Widerstand berücksichtigt werden muss. Bei wachsendem $|V_g|$ sinkt der Leitwert, da die Elektronendichte unter den Split-Gates reduziert wird. In der Definitionsstufe wird das 2DEG unter den Gates vollständig verarmt, so dass dort kein Transport mehr stattfinden kann. Der Leitwert sinkt abrupt ab, und der QPC-Kanal ist definiert. Wenn $|V_g|$ weiter erhöht wird, ist der Bereich der Leitwertquantisierung erreicht, in welchem der Transport wie in Kap. 2.2 beschrieben in quantisierten Moden durch den QPC-Kanal stattfindet, die sukzessive verdrängt werden. Der Leitwert weist ein Stufen-

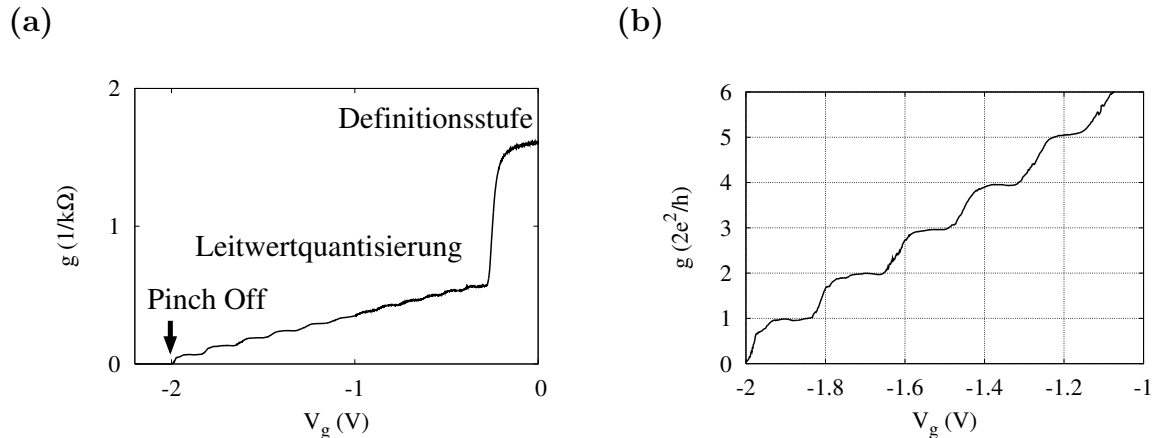


Abbildung 6.1: (a) QPC-Kennlinie: In der Definitionsstufe wird ein Kanal definiert, in dem Leitwertquantisierung stattfindet. Ab dem Pinch-Off ist der Transport blockiert. (b) Nach Subtraktion eines seriellen Widerstands $R_0 = 830 \Omega$ ergibt sich aus Abb. 6.1(a) Leitwertquantisierung in ganzzahligen Vielfachen von $g_0 = 2e^2/h$ (Probe C8ro).

profil mit Plateaus auf. Anzahl und Form der Stufen hängen von der Breite und Form des QPCs im 2DEG, der Fermiwellenlänge im 2DEG und den äußeren Parametern ab. Jenseits des untersten Plateaus findet Transport ausschließlich durch Tunnelprozesse statt, bis der Leitwert im *pinch-off* auf $g = 0$ absinkt. In Abb. 6.1(a) tragen bei maximaler Kanalbreite 12 zweifach Spin-entartete Moden zum Transport bei. Der Kanal wird mit wachsendem $|V_g|$ zunehmend verengt und die Transportmoden werden verdrängt, bis bei $V_g = -2,0$ V der Pinch-Off erreicht ist. Subtrahiert man von der inversen Gatecharakteristik den aus $g(V_g = 0)$ bzw. der Kalibrierung des ersten Plateaus auf $g_0 = 2e^2/h$ ersichtlichen seriellen Widerstand, ergeben sich wie in Abb. 6.1(b) gezeigt Kennlinien mit äquidistanter Leitwertquantisierung in Form von Stufen der Höhe g_0 .

Die elektrische Breite W des QPCs lässt sich aus der Zahl N der transmittierten Moden und der Fermiwellenlänge zu $W \simeq N \lambda_F/2$ abschätzen. N wächst etwa linear mit V_g . Die Überlagerung der Stufenfunktionen der N diskreten Transportmoden wird bereits bei $T \simeq 0$ durch Tunnelprozesse verbreitert. Je höher die Temperatur, desto breiter werden die Anstiege und desto schmaler der Plateaubereich. In Abb. 6.2 ist eine QPC-Kennlinie bei variabler Temperatur aufgetragen. Die Ausprägung der Quantisierungseffekte nimmt mit wachsender Temperatur ab, bereits bei 4 K sind kaum mehr Plateaus erkennbar.

Die meisten Nanostrukturen dieser Arbeit bestehen aus einem oder mehreren Split-Gates. In ersten Transportuntersuchungen wird getestet, ob diese intakt und ansteuerbar sind, indem die Gatekennlinien aller QPCs sequentiell aufgenommen werden. Abb. 6.3(a) bis (d) zeigen eine Auswahl der Kennlinien mit Leitwertquantisierung, die im Rahmen dieser Arbeit beobachtet wurden. Für die Darstellung wurde jeweils ein serieller Widerstand R_0 subtrahiert, um die Plateaus auf Vielfache von $2e^2/h$ zu kalibrieren. Da QPCs mesoskopische Systeme sind, ist die Form der Kennlinien selbst bei nominell identischen QPCs individuell verschieden, wie z.B. in Abb. 6.3(c) erkennbar ist. Die Qualität der Plateaus gibt Hinweise auf die Proben temperatur und die Reinheit des Probenmaterials.

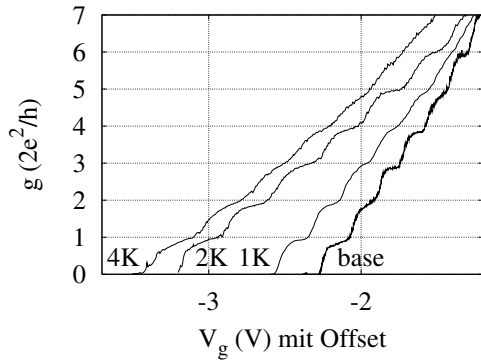


Abbildung 6.2: Leitwertquantisierung bei $T = 4\text{ K}$, 2 K , 1 K und Basistemperatur. Die Kurven sind mit einem V_g -Offset versehen. Die Plateaus werden mit sinkender Temperatur ausgeprägter (Probe C2ro, QPC B).

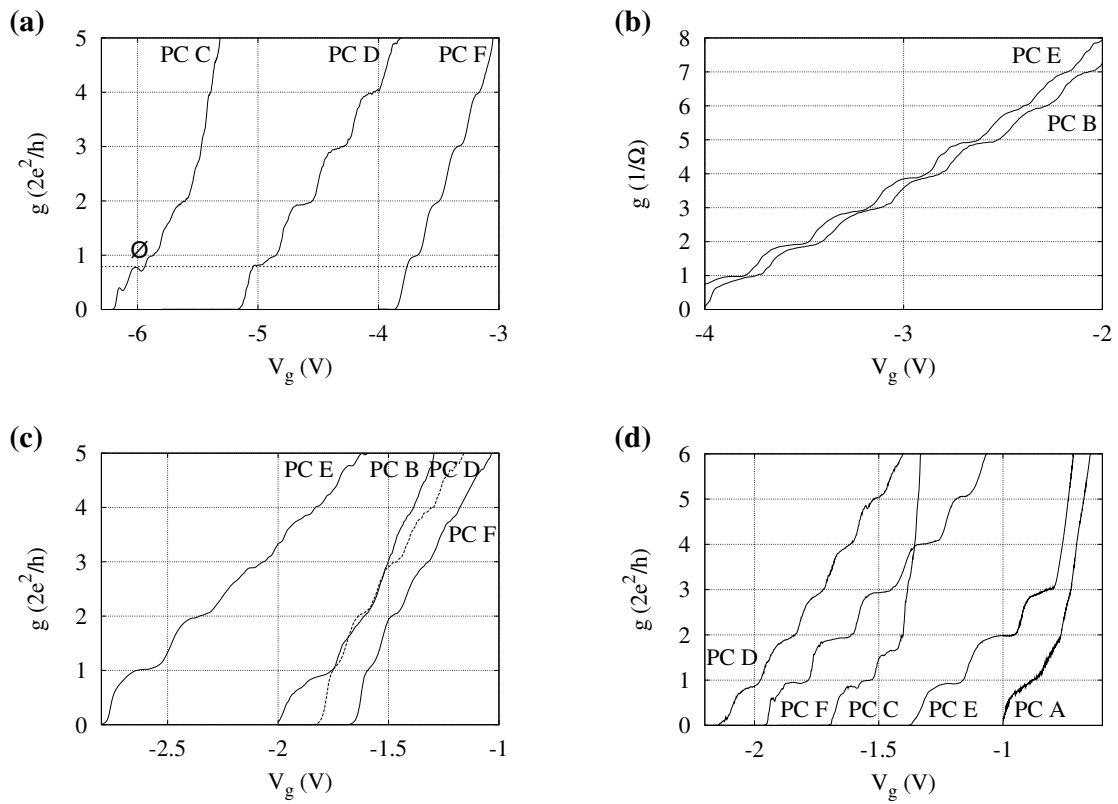


Abbildung 6.3: (a) Leitwertquantisierung der QPCs C, D, F von Probe C2lu bei ca. 1 K nach Subtraktion von $R_0 \simeq (15\text{--}18)\text{ k}\Omega$; $b_C = 500\text{ nm}$, $b_D = 400\text{ nm}$, $b_F = 200\text{ nm}$.

(b) Leitwertquantisierung der QPCs B und E von Probe C2ro bei ca. 1 K nach Subtraktion von $R_0 \simeq 8\text{ k}\Omega$; $b_B = 300\text{ nm}$, $b_E = 600\text{ nm}$.

(c) Leitwertquantisierung der QPCs B, D, E, F von Probe C5lu (2 QDs), $T = 4\text{ K}$, $R_0 \simeq 135\text{ k}\Omega$; $b_B = b_E = 600\text{ nm}$, $b_D = b_F = 300\text{ nm}$.

(d) QPCs A, C, D, E, F von Probe C8ro (6 QPCs); $T = 200\text{ mK}$, $R_0 \simeq (0,63\text{--}1,4)\text{ }\Omega$; $b_A = 200\text{ nm}$, $b_C = b_D = 400\text{ nm}$, $b_E = b_F = 600\text{ nm}$; D, F mit Resorcinarene-Lack.

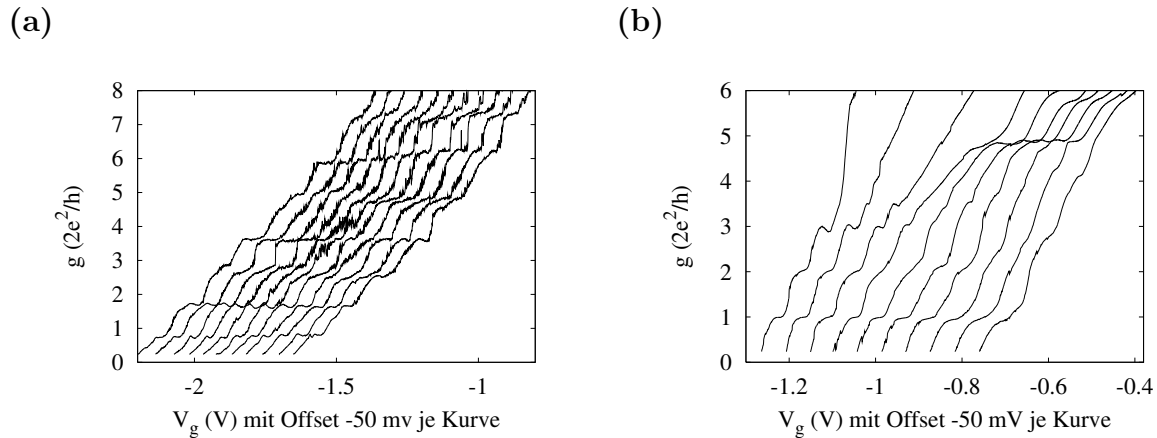


Abbildung 6.4: (a) Probe C8lo, QPC E bei lateralem Verschieben der QPC-Position, $R_0 = 600 \Omega$. Die Leitwertquantisierung der unteren Plateaus ist weitgehend ungestört, die oberen Plateaus verschieben sich leicht und sind lokal stark mit Rauschen behaftet. (b) Probe C8lo, QPC D bei lateralem Verschieben, $R_0 = 500 \Omega$. Die Leitwertquantisierung ist positionsabhängig stark gestört, einzelne Plateaus sind unterdrückt oder verschoben.

Störstellen und Abweichung von ganzzahliger Quantisierung

Wie in Kap. 2.2.4 diskutiert, lassen sich Abweichungen von der idealen Quantisierung mit Störstellen im Substrat erklären. Vor allem in den Stufenanstiegen kann Rauschen auftreten, das auf den Plateaus unterdrückt ist. Lokalisierte Störstellen im QPC-Kanal reduzieren die Transmissionskoeffizienten der einzelnen Moden und damit die Höhe der Plateaus. Da die modenspezifische Unterdrückung von der Lage der Störstelle abhängt, lässt sich das Störstellen-Potential spektroskopieren, indem der QPC in der 2DEG-Ebene senkrecht zur Stromrichtung verschoben wird. Hierfür werden asymmetrische Spannungen $V_{\pm} = \bar{V}_g \pm \Delta V_g/2$ an die untere und obere Hälfte des Split-Gates angelegt.

Dieses Verfahren wurde in Abb. 6.4 und Abb. 6.5 durchgeführt. Auf der x-Achse ist jeweils die mittlere Gatespannung $V_g = (V_{g,\text{unten}} + V_{g,\text{oben}})/2$ aufgetragen, die Kurven sind zur Verdeutlichung gegeneinander verschoben. In Abb. 6.4(a) werden die beiden unteren Plateaus nicht durch Störstellen beeinflusst. Die Höhe der oberen Plateaus verschiebt sich leicht, lokal tritt vor allem in den Anstiegen Rauschen auf. Bei jeder Position werden alle Plateaus beobachtet. Das Verhalten weist damit eher auf ein fluktuierendes Hintergrundpotential als auf eine lokalisierte Störstelle hin. In Abb. 6.4(b) liegt eine lokalisierte Störstelle im Bereich des QPCs vor. Die Quantisierung ist gestört, manche Plateaus werden vollständig unterdrückt, andere in der Höhe verschoben. In den linken Kurven sind die ersten drei Plateaus gut quantisiert und alle höheren Plateaus unterdrückt, rechts sind Plateau 3 und 4 stark gestört, dagegen ist ein 5. Plateau klar zu erkennen. In Abb. 6.5 bleibt die Quantisierung bei Verschieben des Kanals quasi ungestört. Man sieht kaum Rauschen, die Plateau-Höhen sind konstant. Im QPC-Bereich liegt ein störstellenarmes Substrat vor.

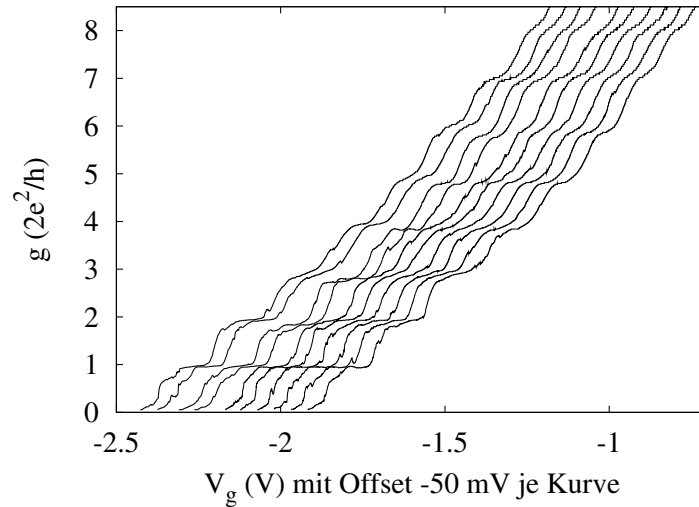
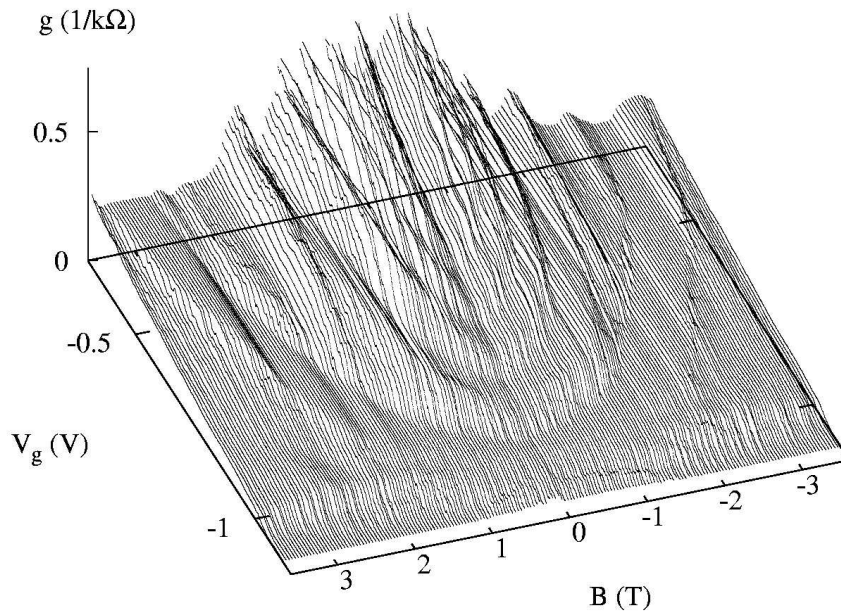


Abbildung 6.5: Probe C8ro, QPC F bei lateralem Verschieben der QPC-Position, $R_0 = 250 \Omega$. Die Leitwertquantisierung ist weitgehend ungestört.

Lineare Messungen im Magnetfeld

In einem senkrechten Magnetfeld wird die zweifache Spin-Entartung ($z = 2$) aufgehoben, so dass man eine Aufspaltung jeder Mode in zwei Moden der Leitwertdifferenz e^2/h beobachten kann. Die elektrischen werden zu magneto-elektrischen Subbändern modifiziert. Hierdurch wächst die Subband-Energieaufspaltung, so dass sich alle Plateaus mit wachsender Magnetfeldstärke B_\perp zu positiveren V_g verschieben und immer weniger Moden durch einen QPC-Kanal konstanter Breite transmittiert werden. Dieses Verhalten ist in den Leitwertdaten Abb. 6.6(a) zu sehen. Der Effekt lässt sich besonders gut erkennen, wenn die Ableitung der linearen Kennlinien gegen die Magnetfeldstärke aufgetragen wird, siehe Abb. 6.6(b). In diesem Fall wurde anstelle des Leitwerts der gemessene Widerstand nach der Gatespannung abgeleitet. Da Plateaus im Widerstand jedoch mit Plateaus im Leitwert korrespondieren, stimmt die Lage der Streifen mit einer vergleichbaren Darstellung der Transconductance überein. Die dunklen Streifen zeigen die Position der Leitwert-Plateaus an. Die Bezifferung entspricht der Höhe des zugehörigen Plateaus in Einheiten von $2e^2/h$. Die Streifen verschieben sich im Magnetfeld, so dass die Anzahl der Transportmoden sukzessive reduziert wird. Zwischen dem ersten und dem zweiten Plateau entwickelt sich bei ca. 2 T das Spin-aufgespaltete 1,5-Plateau, erkennbar durch ein weiteres Minimum in der Ableitung. Bei kleinen Magnetfeldstärken erfolgt die magnetische Entvölkerung entsprechend der Theorie etwa quadratisch mit B_\perp . Bei höheren Magnetfeldstärken lässt sich der Gesamtverlauf empirisch mit einer Überlagerung aus B_\perp^2 - und B_\perp^4 -Abhängigkeit beschreiben. In der Abbildung ist beispielhaft die Verschiebung des 3. Plateaus eingezeichnet.

(a)



(b)

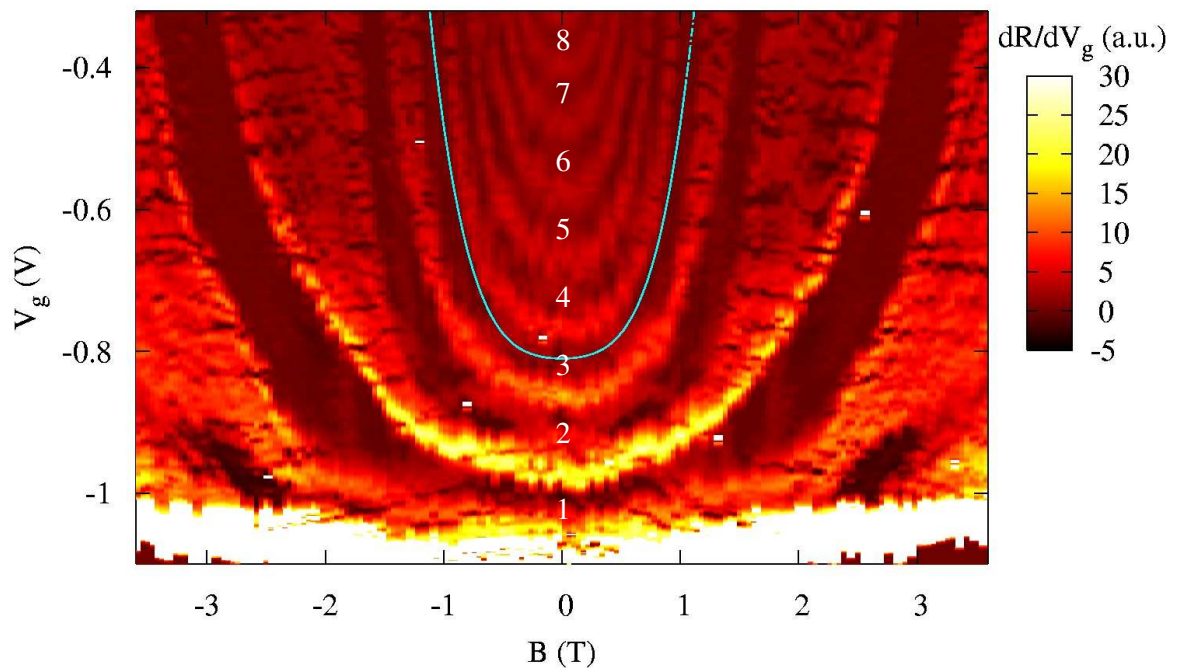


Abbildung 6.6: Lineare Kennlinien und Transconductance in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Dunkle Streifen entsprechen Plateaus, Ziffern der Anzahl transmittierter zweifach entarteter Moden. Durch magnetische Entvölkerung verschieben sich die Plateaus, und die Zahl der transmittierten Moden sinkt mit B (Probe C8lo, QPC B).

6.1.2 Leitwertanomalien im linearen Regime - Hintergrund

Zusätzlich zu den ganzzahlig quantisierten Leitwertplateaus treten in der Nähe des Pinch-Offs häufig „anomale“ Plateaus auf. Diese wurden 1991 erstmals erwähnt [28] und 1996 erstmalig analysiert [107]. Am stärksten ausgeprägt ist die „0,7-Anomalie“ bei ca. $0,7 g_0$. In den letzten zehn Jahren wurde deren Phänomenologie unter Variation verschiedener Parameter untersucht. Ihre wesentlichen Merkmale, durch die sie auch von Störstellen-Effekten unterschieden werden kann, sind z.B. in [108] zusammengefasst. Die Ursache der Anomalie wird durch verschiedene Gruppen ähnlich gedeutet, konnte jedoch noch nicht in einer quantitativen mikroskopischen Theorie formuliert werden. In [109, 110] wird postuliert, dass die 0,7-Anomalie eine intrinsische Eigenschaft eindimensionaler ballistischer Einschnürungen bei geringer Dichte ist.

Die 0,7-Struktur tritt in der überwiegenden Zahl aller linearen Messungen an QPCs auf. Dies gilt sowohl für störstellenreiche als auch für sehr reine Substrate, wodurch ein reiner Störstellen-Effekt ausgeschlossen werden kann [107]. Elektronendichte, Material, 2DEG-Tiefe, Potentialform und Probengeometrie wirken sich offenbar nur auf die Höhe und Ausprägung der Anomalie und nicht auf ihr generelles Auftreten aus [109, 111, 112]. Wenn die Elektronendichte des 2DEGs reduziert wird, verstärkt sie sich bei konstanter Höhe [109], da die Austauschwechselwirkung wächst. Variiert man die Dichte über einen großen Bereich, kann das Plateau von $0,7 g_0$ bis $0,8 g_0$ sowohl zu niedrigen als auch zu hohen Dichten hin auf ca. $0,5 g_0$ absinken [110, 113, 114]. Der Einfluss der Dichte hängt zugleich immer von der Länge des QPCs und möglichen Störstellen ab.

Zu Analyse Zwecken wird häufig die Transconductance $\partial g / \partial V_g$ betrachtet. Die anomalen Plateaus oder Schultern in den Stufenanstiegen erscheinen hier als Minima oder zusätzliche Nullstellen zwischen den äquidistanten Nullstellen der ganzzahlig quantisierten Plateaus.

Temperaturabhängigkeit der 0,7-Struktur

Untersuchungen der 0,7-Struktur bei Erwärmung von ca. 100 mK auf über 5 K zeigen, dass das erste reguläre Plateau langsam verschwindet, während die 0,7-Struktur immer deutlicher ausgeprägt wird [2, 107, 109, 110, 113, 115]. Dieser Eindruck entsteht, da die Gesamtlänge der ersten Stufe im Wesentlichen konstant bleibt, während der Leitwert in der ersten Plateauhälfte unterdrückt wird, siehe Abb. 6.7(a).

In der Transconductance wächst die Aufspaltung zwischen 0,7- und 1,0-Minimum zunächst mit T und geht dann in Sättigung. Die Tatsache, dass zwei getrennte Minima vorliegen, beweist, dass die Anomalie nicht nur aus einer thermischen Verbreiterung besteht [116]. Kristensen *et al.* werten die Variation der Gatekennlinien mit der Temperatur bei konstanter Gatespannung in Form von Arrhenius-Kurven $\ln(1-g) (1/T)$ aus und stellen ein aktiviertes Verhalten der 0,7-Struktur fest [115, 116, 117]. Aus diesem lässt sich über

$$g(T)/g_0 = 1 - C \exp(-T_A/T) \quad (6.1)$$

mit Leitwert g , $g_0 = 2e^2/h$, Temperatur T und $C = \text{konst.}$ eine Gatespannungs- und damit Dichte-abhängige Aktivierungstemperatur $T_A(V_g)$ bestimmen. Diese korrespondiert über $\Delta = k_B T_A$ mit dem Energieabstand Δ zwischen einem postulierten anomalen und dem regulären Subband. Gatekennlinien, die bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen werden, lassen sich mit dem Parameter $T_A(V_g)$ auf eine einzige Kennlinie skalieren.

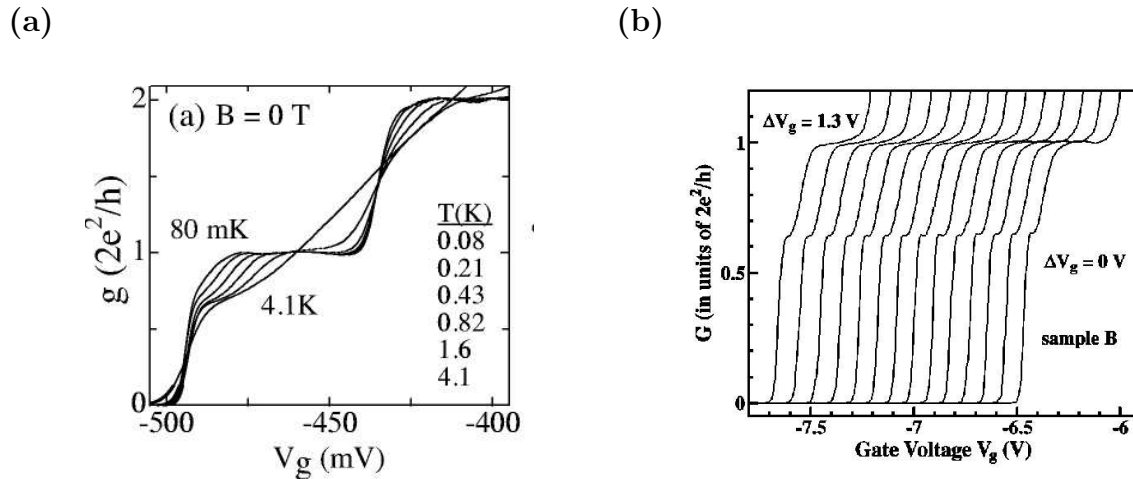


Abbildung 6.7: (a) Temperaturabhängigkeit der 0,7-Stufe bei $T = 80$ mK bis 4,1 K. Das erste Plateau wird mit T verkürzt, die 0,7-Anomalie verstärkt (Cronenwett *et al.* [2]).

(b) Stabilität des ersten Plateaus und der 0,7-Anomalie gegenüber einer lateralen Verschiebung der Potentiallandschaft eines ungestörten QPCs (Thomas *et al.* [109]).

0,7-Struktur bei lateraler Verschiebung des QPCs

Die 0,7-Anomalie wird sowohl in Störstellen-behafteten als auch in sehr reinen Substraten beobachtet. In Abb. 6.7(b) ist eine Messung an einem Substrat sehr geringer Störstellendichte gezeigt, in der die Potentiallandschaft des QPCs im 2DEG lateral verschoben wird. Wenn asymmetrische Spannungen an ein Split-Gate angelegt werden, bleibt der Leitwert der Anomalien konstant und damit parallel zu den ganzzahligen Plateaus. Dies ist ein weiterer Hinweis, dass es sich nicht um einen Störstellen-Effekt handelt [107, 109, 113].

0,7-Struktur in einem parallelen Magnetfeld

Wenn ein Magnetfeld parallel zum 2DEG einer QPC-Probe angelegt wird, findet eine Zeeman-Aufspaltung der zweifach Spin-entarteten Subbänder statt. Wie in [107] bzw. in Abb. 6.8(a) anhand der Transconductance gezeigt wird, erfolgt die Aufspaltung der polarisierten Subbänder linear mit $B_{||}$. Man beobachtet, dass die Anomalie, die bei $B = 0$ T bei ca. $0,7 g_0$ auftritt, sich mit wachsender Magnetfeldstärke gleichmäßig nach $0,5 g_0$ verschiebt [2, 107, 109, 112, 113], siehe Abb. 6.8(b). Das 0,5-Plateau entspricht dem ersten regulären Spin-polarisierten Subband. Analoges gilt für Anomalien in höheren Stufen. Diese Tatsache weist auf eine teilweise Spin-Polarisation des eindimensionalen Elektronengases bei $B = 0$ T hin. Aus dem Nullfeldwert in Abb. 6.8(a) lässt sich die Energiedifferenz von Anomalien und ganzzahligen Plateaus bestimmen. In den Anstiegen der Spin-polarisierten Plateaus treten keine weiteren Anomalien auf [109]. Der Landé-Faktor g_s beträgt in GaAs-Volumenmaterial $g_s \simeq -0,44$. Wird er im Bereich der untersten Leitwertstufen experimentell bestimmt, findet man jedoch stark erhöhte Werte mit $|g_s| > 1$ [32, 107, 109, 116, 118]. Auch hieraus lässt sich schließen, dass kurz vor dem Pinch-Off Spin-Effekte durch Austauschwechselwirkungen der Elektronen eine große Rolle spielen.

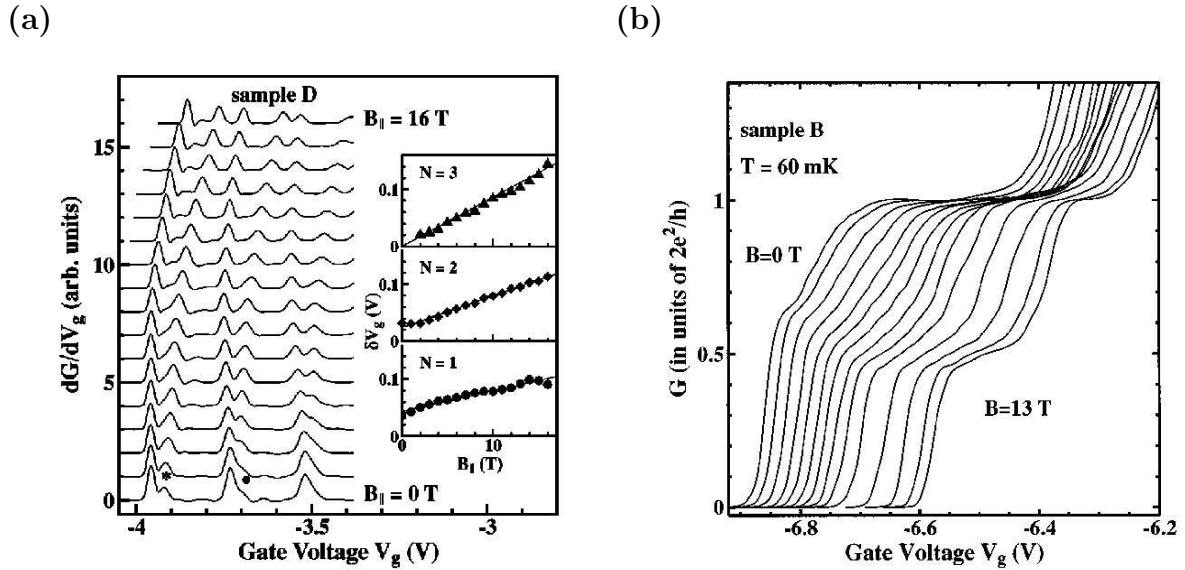


Abbildung 6.8: (a) Lineare Zeeman-Aufspaltung der ersten drei Spin-entarteten Transconductance-Peaks in einem parallelen Magnetfeld mit Energieaufspaltung bei $B = 0$ T (Thomas *et al.* [109]).

(b) Gleichmäßiger Übergang der 0,7-Stufe in das Spin-polarisierte 0,5-Plateau bei Anlegen eines parallelen Magnetfelds von $B = 0$ bis 13 T (Thomas *et al.* [107]).

6.1.3 Leitwertanomalien im linearen Regime - Experimente

Auch bei Messungen an den meisten Proben dieser Arbeit treten reproduzierbare Leitwertanomalien auf. Dabei scheint kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen ihrer Existenz und der Qualität der Leitwertquantisierung zu bestehen.

0,7-Struktur in Transconductance

Leitwertanomalien, die in den linearen Kennlinien nur als schwache Schultern im Anstieg zu erkennen sind, können in der Transconductance $\partial g/\partial V_g$ besser nachgewiesen werden. Stufenanstiege im Leitwert werden zu Maxima der Transconductance, Plateaus entsprechen Minima bzw. Nullstellen der Transconductance. Die Strukturen der ganzzahligen Quantisierung treten nahezu periodisch auf. Leitwertanomalien sind als zusätzliche Minima bzw. überlagerte Peaks in der Transconductance identifizierbar. In Abb. 6.9 sind Gatekennlinien mit Leitwertanomalien aufgetragen, die in dieser Arbeit beobachtet wurden. Auf derselben Gatespannungsachse ist die jeweilige Transconductance dargestellt. Die Minima/Peak-Schultern der Leitwertanomalien sind durch Pfeile markiert. Die 0,7-Anomalie in der ersten Stufe ist in allen Kurven am stärksten ausgeprägt. 0,7-Analogstrukturen werden in bis zu drei anschließenden Stufen beobachtet. Durch die Position des Minimums in der Transconductance kann der Gatespannungswert bestimmt werden, bei welchem eine Anomalie auftritt. So kann ihre Höhe aus der Leitwertkurve abgelesen werden. Wie in Abb. 6.9 gezeigt, haben die Anomalien in dieser Arbeit eine breit gestreute Höhe von ca. $0,53 g_0$ bis $0,82 g_0$, wie sie auch in der Literatur beobachtet wird.

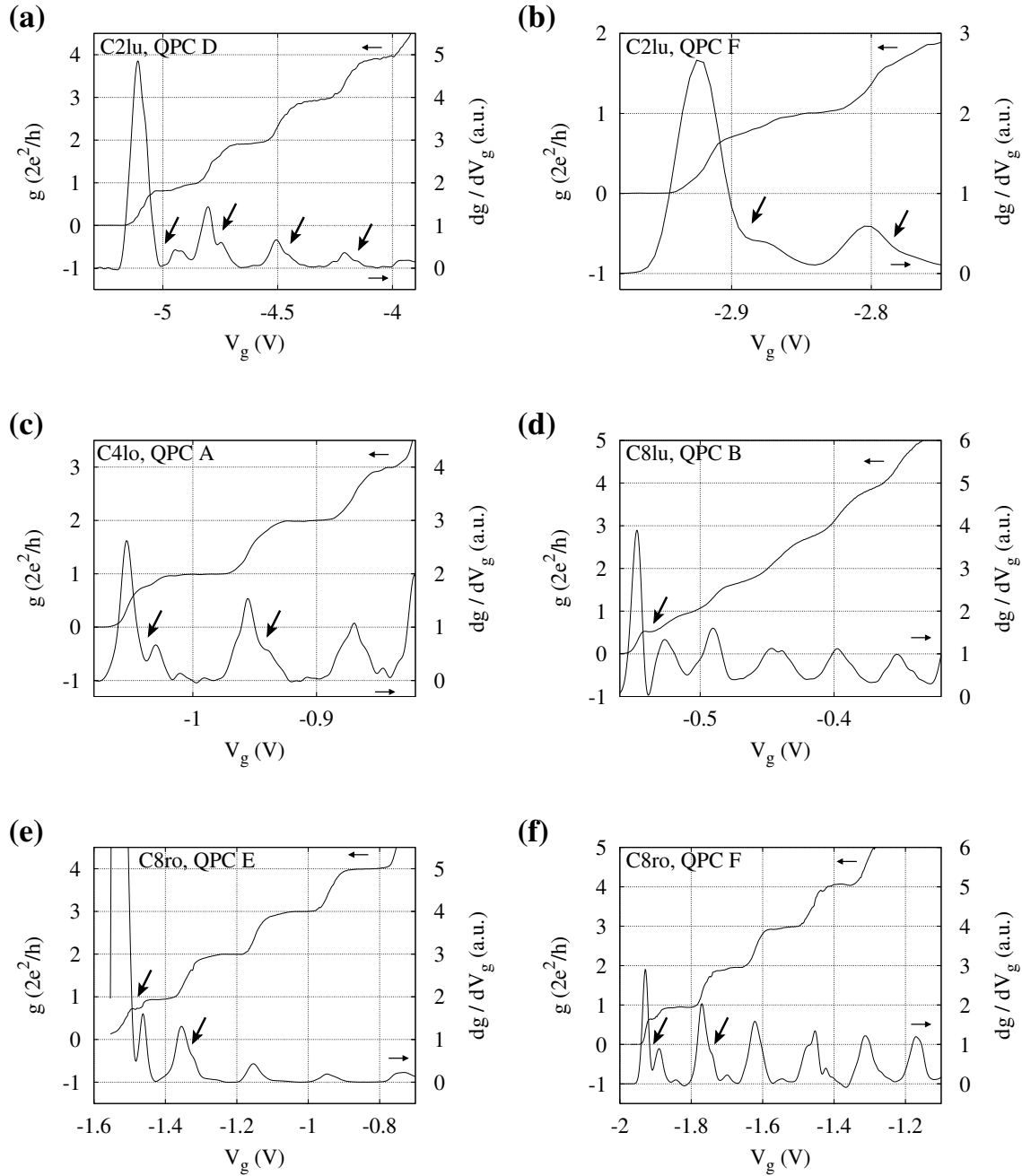


Abbildung 6.9: Obere Kurven: lineare Gatekennlinien verschiedener QPCs mit Leitwertanomalien. Das 0,7-Plateau ist am stärksten ausgeprägt, teilweise treten auch Anomalien in höheren Stufen auf. Untere Kurven: die Anomalien werden in der Transconductance $\partial g/\partial V_g$ als zusätzliche Maxima oder Schultern sichtbar, markiert durch Pfeile.

(a) Probe C2lu, QPC D: Zusätzliche Plateaus bei $0,82 g_0$, $1,61 g_0$ und $2,64 g_0$.

(b) Probe C2lu, QPC F: Zusätzliche Plateaus bei $0,75 g_0$ und $1,61 g_0$.

(c) Probe C4lo, QPC A: Zusätzliche Plateaus bei $0,79 g_0$, $1,75 g_0$ und $2,69 g_0$.

(d) Probe C8lu, QPC B: Zusätzliches Plateau bei $0,53 g_0$.

(e) Probe C8ro, QPC E: Zusätzliche Plateaus bei $0,72 g_0$ und $1,88 g_0$.

(f) Probe C8ro, QPC F: Zusätzliche Plateaus bei $0,65 g_0$ und $1,73 g_0$.

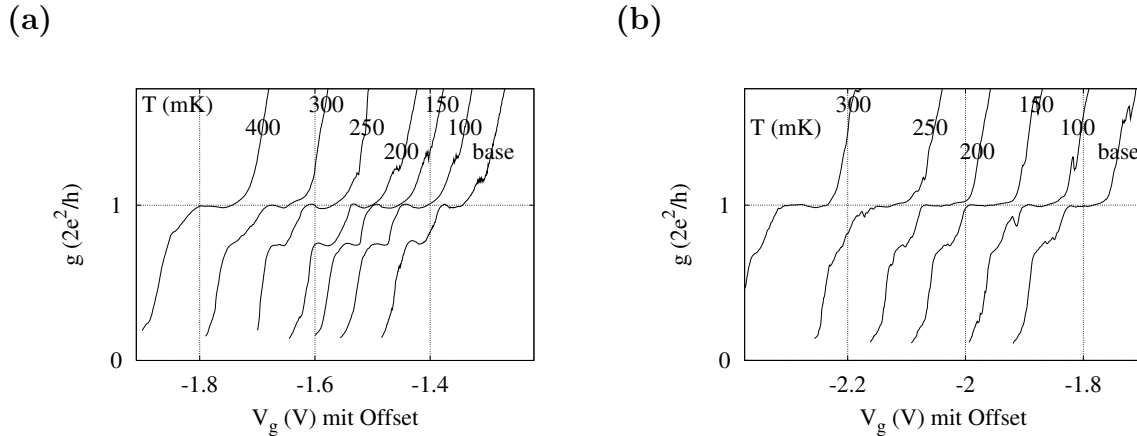


Abbildung 6.10: (a) Temperaturabhängigkeit der 0,7-Stufe (Probe C8ro, QPC E). (b) Temperaturabhängigkeit der 0,7-Stufe (Probe C8ro, QPC F).

Temperaturabhängigkeit der 0,7-Struktur

Eine Variation von T über mehrere Kelvin fand hier nicht statt, da alle Messungen im Entmischungskryostat unterhalb des trikritischen Punkts $T \simeq 0,86$ K durchgeführt wurden. An zwei QPCs wurde bei Erhöhung der Mischkammertemperatur von $T_{\text{IGH}} = 100$ mK auf 400 mK ein Verhalten festgestellt, das zu den Messungen anderer Gruppen im Widerspruch steht. Die Daten sind in Abb. 6.10(a) und Abb. 6.10(b) dargestellt. Das erste Plateau wird über diesen Temperaturbereich etwas breiter, wohingegen die 0,7-Struktur nahezu verschwindet. Weitere Untersuchungen an derselben Probe zeigen auch bei lateralem Verschieben der QPCs ein Verhalten, das untypisch für die 0,7-Anomalie ist und sich besser durch Störstellen-Effekte erklären lässt. Die anomalen Plateaus in Probe C8ro wurden somit als reduzierte Transmission durch Reflexion an einer Störstelle identifiziert. In Messungen an anderen Proben bei $T_{\text{IGH}} \simeq 700$ mK hingegen, wie z.B. in Abb. 6.12, ist die 0,7-Struktur klar als Plateau zu erkennen, während die Übergänge zum 1,0-Plateau verbreitert werden. Dort bestätigt sich, dass die 0,7-Anomalie bei Temperaturerhöhung bestehen bleibt, während die ganzzahligen Plateaus verschwinden.

0,7-Struktur bei lateralem Verschieben des QPCs

Die Elektronen einzelner Subbänder können an lokalisierten Störstellen im QPC-Bereich gestreut werden. Durch laterales Verschieben der Potentiallandschaft des QPCs anhand asymmetrischer Gatespannungen lässt sich das Störstellenpotential spektroskopieren. Je größer die Amplitude der Wellenfunktion am Ort der Störstelle ist, desto stärker wird die entsprechende Transmissionswahrscheinlichkeit reduziert. In den zwei gezeigten Beispielen wurde dabei ein sehr unterschiedliches Verhalten der anomalen Plateaus beobachtet.

In Abb. 6.11 ist die ganzzahlige Leitwertquantisierung nahezu ungestört. Die Anzahl der transmittierten Subbänder sinkt von vier auf drei, was auf eine Änderung der elektronischen Breite des QPCs im 2DEG oder eine Änderung der 2DEG-Dichte hinweist. Die Plateaus sind äquidistant, was auf ein störungsarmes Potential hindeutet. Nur die Höhe des

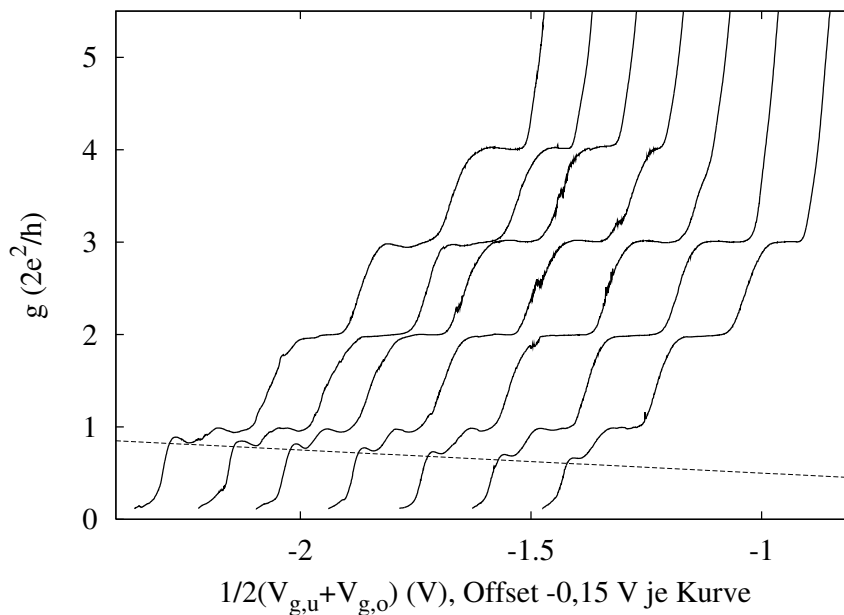


Abbildung 6.11: Leitwertquantisierung von QPC E (Probe C8ro) bei lateralem Verschieben des Potentials in der 2DEG-Ebene. Differenz der Spannungen an den Split-Gate-Hälften: $V_{g,oben} - V_{g,unten} = +0,3\text{ V}$ (linke Kurve) bis $-0,3\text{ V}$ (rechte Kurve). Die Höhe der ganzzahligen Plateaus ist konstant, die Höhe der 0,7-Anomalie verschiebt sich linear.

zusätzlichen Plateaus in der ersten Stufe verschiebt sich unabhängig vom 1,0-Plateau etwa linear von $0,9 g_0$ zu $0,6 g_0$. Man kann interpretieren, dass hier eine tiefliegende Störstelle spektroskopiert wird, die durch das unterste Subband detektiert wird, und es sich nicht um eine intrinsische 0,7-Anomalie handelt. Dieser Befund wird durch das untypische Temperaturverhalten der Anomalie aus Abb. 6.10(a) gestützt.

In Abb. 6.12 sind dagegen alle ganzzahligen Plateaus gestört, was auf eine ausgeprägte lokalisierte Störstelle im QPC-Bereich hindeutet. Die Unterdrückung ist für jedes Subband unterschiedlich. Man sieht ein gerade/ungerade-Verhalten, in dem Minima in geradzahligen Plateaus in den gleichen Kurven auftreten wie Maxima in ungeradzahligen und umgekehrt. Dies lässt sich durch den Wechsel von Knoten und Bäuchen der Wellenfunktionen im Zentrum des QPCs begründen, wobei jeweils die Wellenfunktionen mit großer Amplitude am Ort einer Störstelle stark unterdrückt werden [67]. In allen Kurven zeichnet sich klar eine 0,7-Anomalie ab. Ihr Leitwert ist an den des ersten Spin-entarteten Plateaus gekoppelt. Solange dieses vollständig transmittiert wird, bleibt der Leitwert der Anomalie konstant bei ca. $0,6 g_0$. In den rechten Kurven werden beide Strukturen gemeinsam unterdrückt, wobei die Differenz zwischen erstem Plateau und Anomalie nahezu konstant bleibt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass es sich um eine intrinsische 0,7-Anomalie handelt. Die Daten im oberen und im unteren Bild stellen Messungen am gleichen QPC dar, in welchen die Messrichtung umgekehrt wurde. Man sieht ein hysteretisches Verhalten. Der Leitwert der Plateaus hängt nicht von der Differenz der Gatespannungen ΔV_g ab, sondern von der mittleren Gatespannung, bei der das Plateau auftritt.

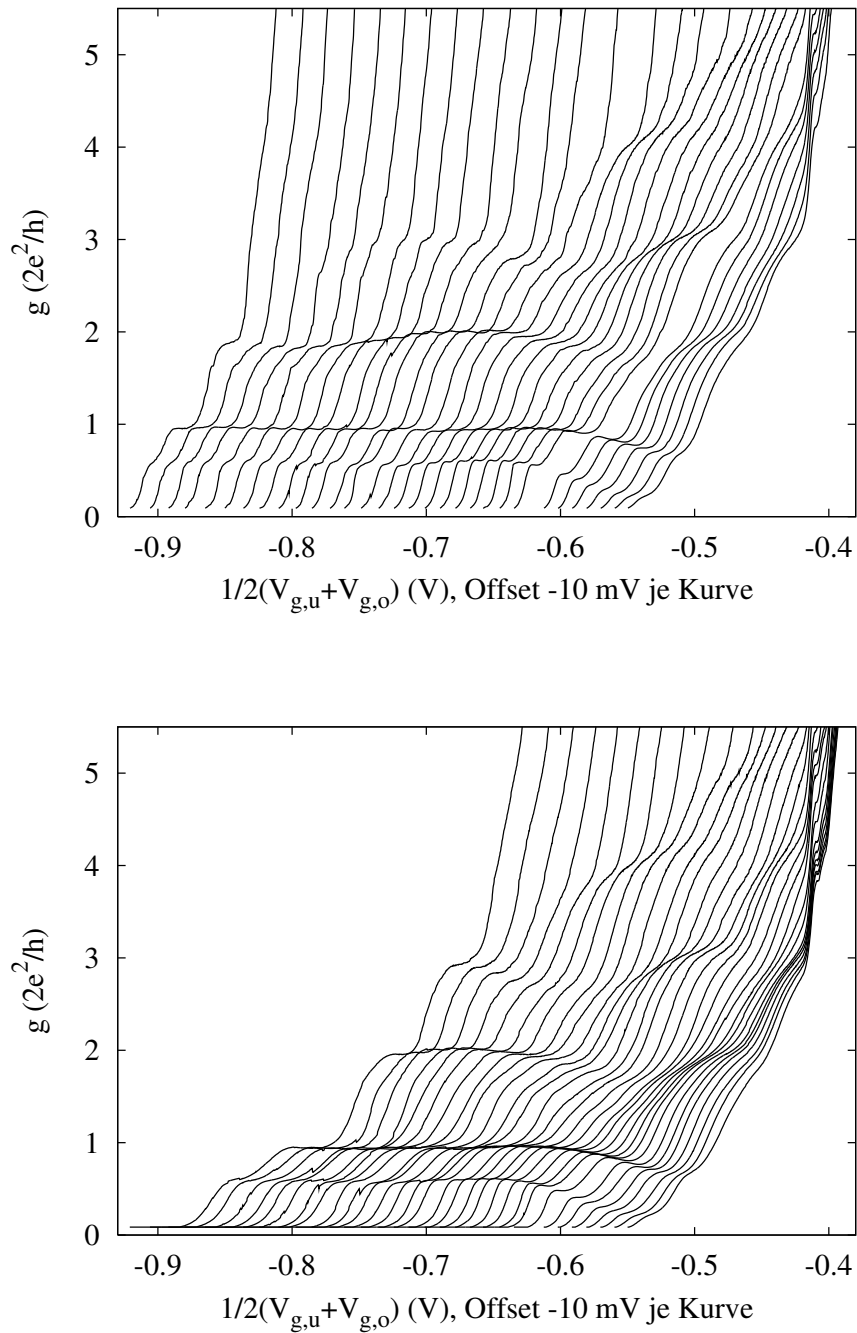


Abbildung 6.12: Leitwertquantisierung von QPC F (Probe C8lo) bei lateralem Verschieben in der 2DEG-Ebene, oben: Reduktion von V_g , unten: Erhöhung von V_g . Differenz der Spannungen an den Split-Gate-Hälften: $V_{g,oben} - V_{g,unten} = -0,3 \text{ V}$ (links) bis $+0,3 \text{ V}$ (rechts). Die Höhe des ersten Plateaus ist weitgehend konstant, die der weiteren Plateaus variiert stark. Die Höhe der 0,7-Anomalie verläuft durchgängig parallel zum 1. Plateau. $T \simeq 700 \text{ mK}$.

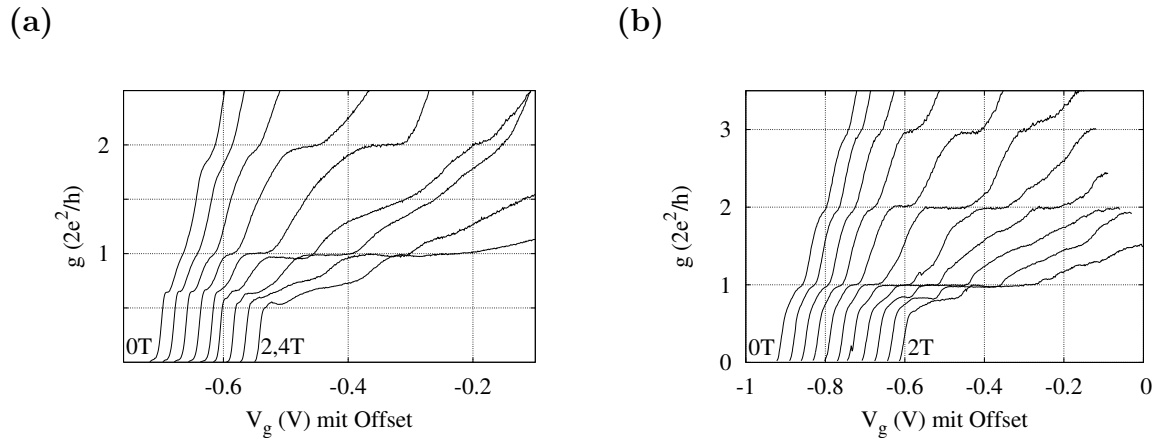


Abbildung 6.13: (a) Entwicklung der 0,7-Struktur in einem senkrechten Magnetfeld, $B = 0 \text{ T}$ bis $2,4 \text{ T}$. Alle Kennlinien wurden auf g_0 kalibriert und sind mit einem x-Offset versehen. Das 0,7-Plateau befindet sich für 0 T bei $0,65 g_0$ und sinkt zu $2,4 \text{ T}$ auf $0,54 g_0$ ab, während ein Zusatzplateau bei $0,75 g_0$ erscheint (Probe C8lu, QPC B).

(b) Entwicklung der 0,7-Struktur in einem senkrechten Magnetfeld, $B = 0 \text{ T}$ bis 2 T . Das 0,7-Plateau befindet sich für 0 T bei $0,74 g_0$ und sinkt bis zu 2 T auf $0,65 g_0$ ab, während ein Zusatzplateau bei $0,83 g_0$ erscheint (Probe C11ro, QPC A).

0,7-Struktur in einem senkrechten Magnetfeld

Im senkrechten Magnetfeld wird der Zeeman-Effekt mit einer oszillierenden longitudinalen Spannung und einer wachsenden transversalen Hallspannung überlagert, die durch die Bildung von Landauniveaus und den daraus resultierenden Quanten-Hall-Effekt bedingt sind. Die Kopplung der Landauniveaus in den Reservoiren an die Subbänder des QPCs ist theoretisch bekannt, führt jedoch experimentell zu schwer zu interpretierenden Effekten.

In Abb. 6.13(a) und Abb. 6.13(b) ist die Entwicklung der linearen Gatekennlinien zweier QPCs in einem Magnetfeld senkrecht zur 2DEG-Ebene gezeigt. Jede Kurve ist durch Subtraktion eines seriellen Widerstands auf das erste Leitwertplateau bei g_0 kalibriert. Zur besseren Übersicht sind die Kurven in der Gatespannung verschoben. An beiden Proben erkennt man, dass sich im Magnetfeld ein reguläres Spin-polarisiertes Plateau bei $1,5 g_0$ ausbildet. Die Plateaus bei $1,0 g_0$ und $2,0 g_0$ werden immer ebener und breiter. Die Anomalie in der ersten Stufe sinkt mit wachsendem Magnetfeld in Richtung des Spin-polarisierten 0,5-Plateaus ab, in Abb. 6.13(a) von $0,65 g_0$ auf $0,54 g_0$, in Abb. 6.13(b) von $0,74 g_0$ auf $0,65 g_0$. Zum Erreichen voller Spin-Polarisation wären noch höhere Magnetfelder nötig. In beiden Messungen tritt zudem im Magnetfeld ein weiteres Zwischenplateau bei $0,75 g_0$ bzw. $0,83 g_0$ auf. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Daten messtechnisch bedingt eine leichte nichtlineare Komponente haben. Wenn die Kennlinien dadurch bei $V_{sd} \neq 0$ aufgenommen wurden, können das 0,7-Plateau und das 0,85-Seitenplateau bzw. im Magnetfeld halb- und viertelzählige Plateaus gleichzeitig auftreten. Diese These wird gestützt durch Anzeichen eines 1,25- und eines 1,75-Plateaus bei den höchsten Magnetfeldern.

In Abb. 6.14 bis Abb. 6.16 ist die Entwicklung der linearen Kennlinien von zwei QPCs im Magnetfeld gemeinsam mit der numerischen Ableitung der Daten gezeigt. Gemessen wurde der differentielle Widerstand. Die Leitwert-Daten werden durch Invertieren der Messwerte gewonnen. Die „Transconductance“ ist hier aus rechentechnischen Gründen in Wirklichkeit die Ableitung des Widerstands nach der Gatespannung, $\partial R/\partial V_g$. Die Absolutwerte stimmen daher nicht mit der Transconductance $\partial g/\partial V_g$ überein. Große Steigungen im Widerstand entsprechen kleinen Steigungen im Leitwert und umgekehrt. Da Plateaus in R jedoch mit Plateaus in g korrespondieren, bleibt die Kernaussage der Plateaus, die sich im Magnetfeld verschieben, unbeeinflusst. Dunkle Streifen zeigen jeweils die Lage eines Plateaus an. Helle Querstreifen bei näherungsweise konstantem Wert V_g , wie sie z.B. in Abb. 6.14 um -0,2 V auftreten, markieren die Definitionsstufe. In allen Messungen treten auch jenseits der Definitionsstufe zwei konkurrierende Muster auf. Einerseits wird die Plateaustruktur der Leitwertquantisierung über die Definitionsstufe hinweg fortgesetzt, was am $1,0 g_0$ -Plateau besonders deutlich ist. Andererseits ist diese Struktur überlagert von Streifen mit geringerer Steigung $\partial V_g/\partial B$, die nur oberhalb der Definitionsstufe in dieser Deutlichkeit auftreten. Subtrahiert man von allen Messkurven den durch Shubnikov-de Haas-Oszillationen im senkrechten Magnetfeld modulierten Vierpunkt-Widerstand $R_0(B)$ und leitet erneut ab, verschwinden die Linien geringer Steigung vollständig, während die Parabelstruktur unbeeinflusst bleibt. Die Zusatzstrukturen werden also durch das senkrechte Magnetfeld und nicht durch den QPC bewirkt.

Der Einfluss der Oszillationen auf den longitudinalen Widerstand ist in den Kennlinien Abb. 6.14(a) gut zu erkennen, in denen die Darstellung bei einer konstanten Gatespannung abgebrochen wird. Die Schnittlinie entspricht der Entwicklung des Leitwerts durch einen QPC konstanter Konfiguration im Magnetfeld. Man sieht die Extrema der Magnetfeldmessung, die den sich verschiebenden Plateaus der Leitwertquantisierung überlagert sind. Bei $B=0$ treten sieben Leitwertplateaus auf. Diese sind in in der Kurve ganz links zu sehen. In Abb. 6.14(b) erkennt man die sieben dunklen Bänder der Plateaus, die sich im Magnetfeld näherungsweise parabolisch entwickeln. Die Plateaus mit den Leitwerten $1g_0$, $2g_0$, $3g_0$ und $4g_0$ sind durch Ziffern gekennzeichnet. Zwischen dem ersten und dem zweiten Plateau entwickelt sich bei ca. 1,5 T der zusätzliche Streifen eines 1,5-Plateaus, das im Vergleich mit Abb. 6.13(a) identifiziert werden kann. Jenseits des ersten Plateaus wird bei höheren Magnetfeldern weitere Substruktur beobachtet. Ein heller Streifen am unteren Rand des 1,0-Plateaus kennzeichnet den Übergang in einen Plateaubereich, der der Schulter bei ca. $0,75 g_0$ in Abb. 6.13(a) entspricht. Bei noch negativeren V_g löst sich ein heller Streifen vom Pinch-Off und markiert den Übergang zur 0,7-Anomalie, die sich zu einem 0,5-Plateau entwickelt.

Abb. 6.15 zeigt eine Hysterese der Magnetfeldentwicklung bei wachsendem und bei sinkendem $|V_g|$ im Vergleich. Das ausgeprägte dunkle Band des ersten Plateaus zieht sich über die Definitionsstufe hinweg, die als heller Querstreifen bei ca. -0,23 V angedeutet ist. Bei geringeren $|V_g|$ sieht man die Bänder des 2. und 3. Plateaus. In den dunklen linken oberen Ecken liegen keine Datenpunkte vor. Besonders interessant ist der Bereich bei $B > B_1$ jenseits des 1. Plateaus. Hier entwickeln sich mindestens vier weitere durchgehende dunkle Linien, obwohl man nur ein 0,7-Plateau erwarten würde, das direkt in ein 0,5-Plateau übergeht. Durch die Hysterese verschieben sich die Magnetfeldwerte der Plateaus. Dadurch verändert sich die Form der „Parabeln“ der magnetischen Entvölkerung. Die Linien der Strukturen

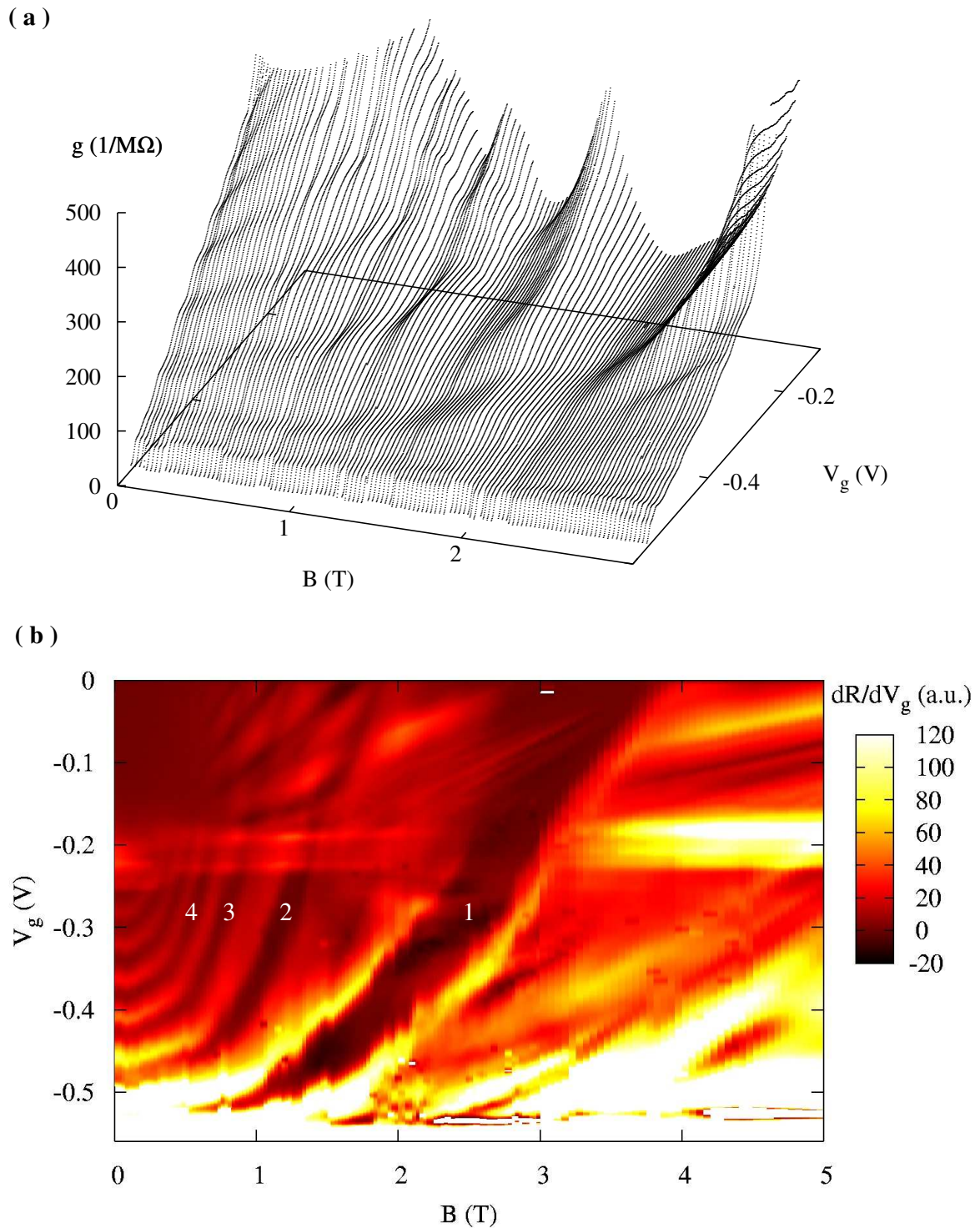


Abbildung 6.14: Lineare Leitwertmessungen und Transconductance in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Dunkle Streifen entsprechen Plateaus. Durch magnetische Entvölkerung sinkt die Zahl der Plateaus. Die Struktur ist durch die longitudinalen Widerstands-Oszillationen des Quanten-Hall-Effekts überlagert (Probe C8lu, QPC B).

mit $g < g_0$ (rechts des breiten Streifens) verlaufen in Abb. 6.15(a) näherungsweise parallel, wohingegen sie sich in Abb. 6.15(b) kreuzen und ineinander übergehen.

In Abb. 6.16 sind Messdaten an demselben QPC für beide Magnetfeld-Polarisationsrichtungen gezeigt. Hier ist dem Parabelprofil eine B -unabhängige Plateaustruktur aus waagerechten Streifen unbekanntem Ursprungs überlagert. Diese führt zu ausgeprägten lokalen Seitenplateaus bei $V_g \simeq -0,4\text{ V}$ und endlichen Magnetfeldwerten, die sich nicht wie die übrigen Plateaus mit dem Magnetfeld entwickeln. Insbesondere die Plateaus bei ($|B| = 1,7\text{ T}$, $V_g = -0,4\text{ V}$) sind ebenso deutlich wie unerwartet.

Abb. 6.17 zeigt Daten des gleichen QPCs nach Beleuchten mit einer Infrarot-Diode. Die Definitionsstufe ist nicht im Bild, da sie bei positiveren V_g auftritt. Zu erkennen sind die ersten vier ganzzahlig quantisierten Plateaus, da durch das Beleuchten die Fermi-Wellenlänge reduziert wird, so dass mehr Moden transmittiert werden. Das 1,0-Plateau ist dem breitesten Streifen mit Scheitelpunkt bei ca. -1 V zuzuordnen. Auch hier tritt die starke Verschiebung der Plateaus im Magnetfeld hervor, die für kleine $|B|$ durch Parabeln angenähert werden kann. Bei negativeren V_g sind im vermessenen Magnetfeldbereich unterhalb des 1,0-Plateaus zwei weitere Streifen zu erkennen, die sich parallel zum 1,0-Plateau entwickeln. Ein Vergleich mit den Leitwertdaten zeigt, dass der innere Streifen einen Wert von ca. $0,7 g_0$ hat, während der äußere bei ca. $0,5 g_0$ liegt. Hier ist keine Entwicklung der Plateaus ineinander zu erkennen. Sie existieren unabhängig parallel zueinander. Die Überlagerung durch Magnetfeld-unabhängige Querstreifen aus Abb. 6.16 und die dadurch entstandenen zusätzlichen Seitenplateaus sind nach dem Beleuchten verschwunden.

Zusammenfassend lässt sich zu den linearen QPC-Daten im senkrechten Magnetfeld sagen, dass diese in bisherigen Veröffentlichungen fast vollständig ignoriert wurden, da die Einflüsse des Magnetfelds auf 2DEG und QPC nur schwer zu trennen sind. Man erhält jedoch interessante Datensätze mit einer Fülle von Informationen, so dass hier sowohl theoretisch als auch experimentell noch Untersuchungsbedarf besteht. Die in diesem Kapitel gewählte Darstellung der Transconductance in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke liefert eine sehr gute Übersicht, um die Entwicklung der Plateaus im Magnetfeld zu verfolgen. Eine entsprechende Art der Darstellung, allerdings für parallele Magnetfelddaten, wurde in der Literatur bisher nur vereinzelt in kürzlich erschienenen Veröffentlichungen wie z.B. [119, 120] verwendet. Das farbcodierte Bild muss jeweils mit den korrigierten Leitwertdaten in Bezug gesetzt werden, um jedem Plateau den entsprechenden Leitwert zuordnen zu können. Auf diesem Weg lassen sich an den QPCs dieser Arbeit die ganzzahlig quantisierten sowie zusätzliche anomale Plateaus identifizieren und in ihrer Entwicklung im senkrechten Magnetfeld beobachten. Gleichzeitig treten mehrere weitere Strukturen auf, die noch nicht erklärt werden konnten, wie z.B. mehrere Plateaus unterhalb des 1,0-Plateaus und Magnetfeld-unabhängige Querstreifen, die zu lokalen Plateaus bei endlichen Magnetfeldern führen.

Für zukünftige Proben wird in der Arbeitsgruppe ein Probenhalter für Messungen im parallelen Magnetfeld entwickelt, um die Analyse um diese Information zu ergänzen.

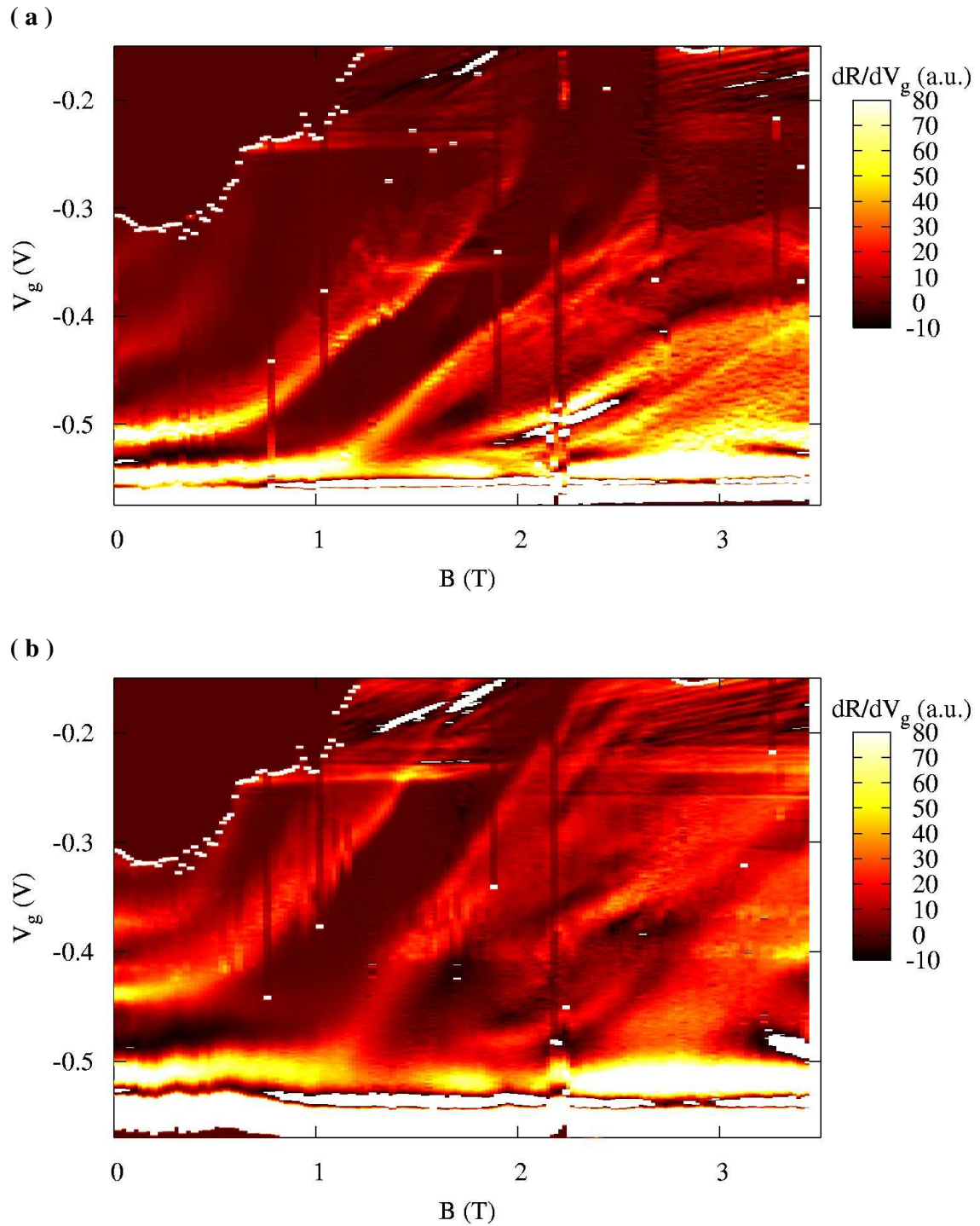


Abbildung 6.15: Transconductance von Probe C8lo, QPC F in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Für die gleichmäßig dunklen Ecken links oben existieren keine Messdaten. (a): Messrichtung: $|V_g|$ wachsend, dunkle Streifen entsprechen Plateaus. (b): Messrichtung: $|V_g|$ sinkend, dunkle Streifen entsprechen Plateaus.

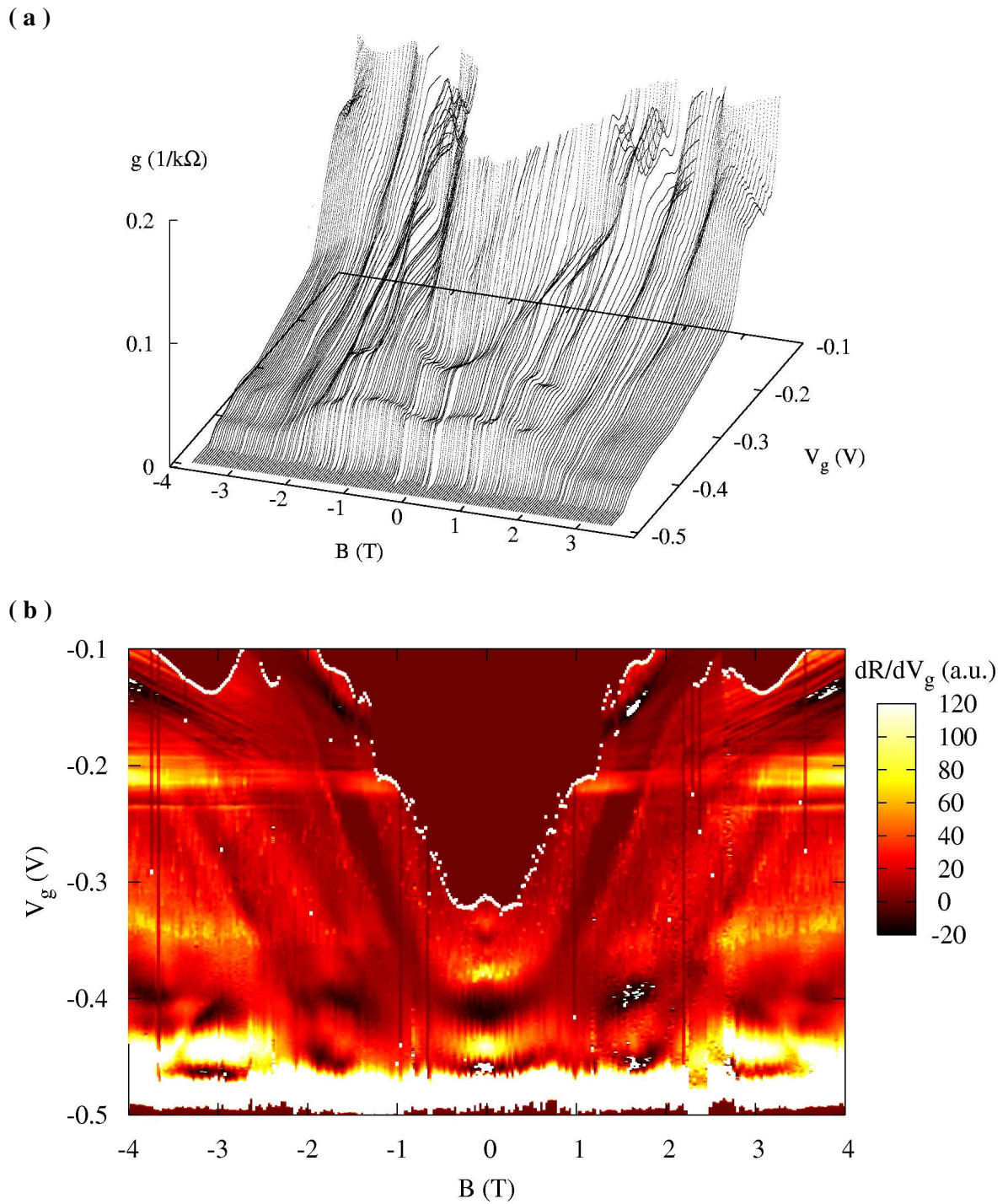


Abbildung 6.16: Lineare Kennlinien und Transconductance von Probe C8lo, QPC F in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Dunkle Streifen entsprechen Plateaus. Für den gleichmäßig dunklen Bereich im oberen Teil der Transconductance-Grafik existieren keine Daten. Man beobachtet Querstreifen, die zu lokalen Plateaus führen.

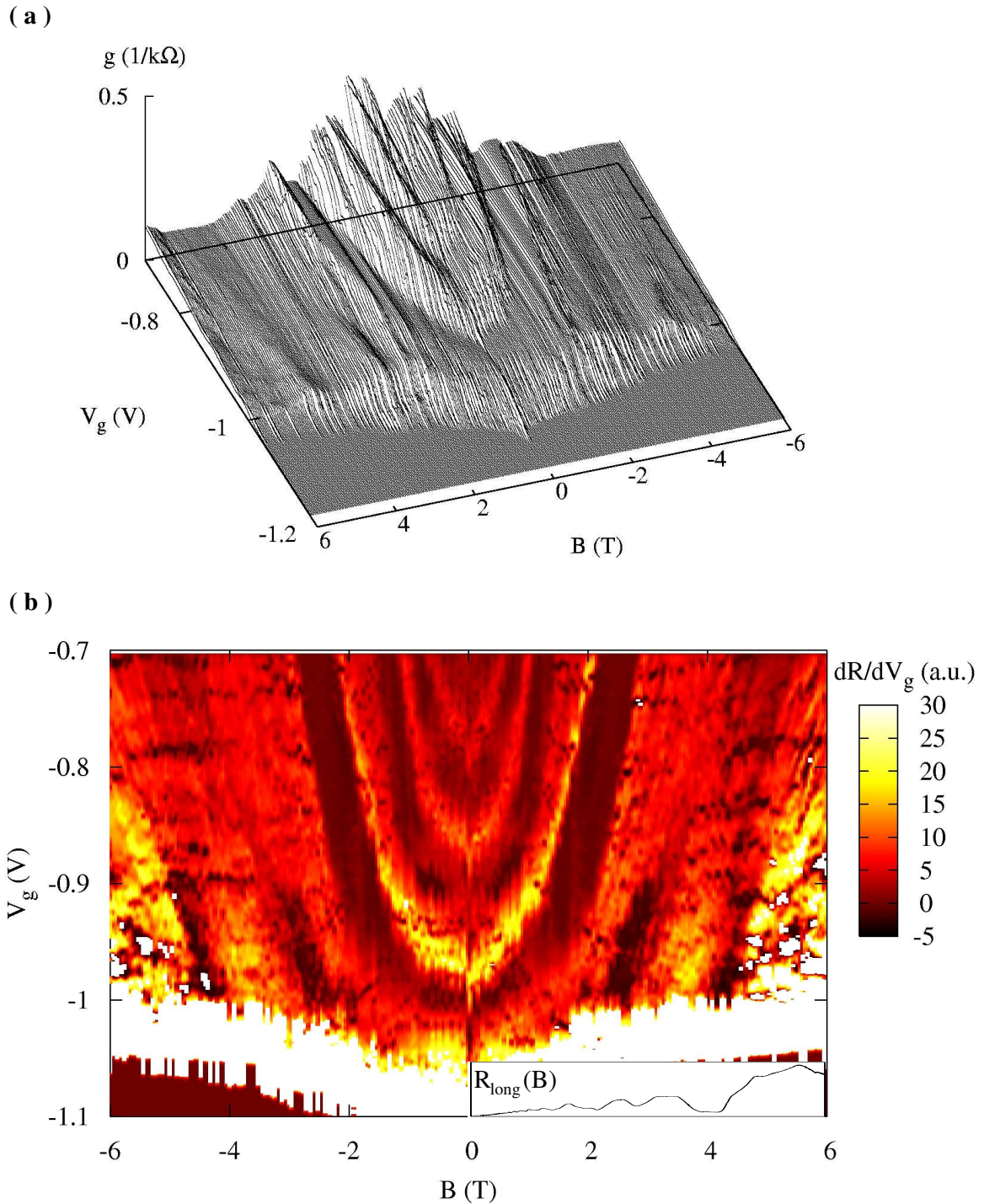


Abbildung 6.17: Kennlinien und Transconductance in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Dunkle Streifen entsprechen Plateaus, deren Zahl mit $|B|$ sinkt. Die Messdaten sind durch longitudinale Widerstands-Oszillationen des Quanten-Hall-Effekts überlagert, die im Inset für das 2DEG ohne QPC gezeigt sind (Probe C8lo, QPC F nach Beleuchten).

6.2 Nichtlineare Transportuntersuchungen

In den nichtlinearen Messungen an QPCs dieser Arbeit zeichnen sich die in Kap. 2.2.3 beschriebenen alternierenden Plateau-Folgen bei $g = N \cdot 2e^2/h$ und $g = (N - \frac{1}{2}) \cdot 2e^2/h$, $N = 1, 2, \dots$ in Abhängigkeit von V_{sd} ab. Die exakte Quantisierung des differentiellen Leitwertes kann dabei durch den Einfluss von Störstellen, durch einen asymmetrischen Abfall von V_{sd} über den QPC oder durch ein asymmetrisches Einschlusspotential modifiziert werden. Wie in [26, 28] erstmals experimentell festgestellt wurde, erhält man anstelle des Halbplateaus bei $0,5 g_0$ immer ein Plateau bei ca. $0,2 g_0$ bis $0,4 g_0$, das im Gegensatz zu den übrigen Halbplateaus mit wachsendem $|V_{sd}|$ im Leitwert abnimmt und immer deutlicher wird. Der genaue Mechanismus ist bis heute ungeklärt. Das abgesenkte $0,5$ -Plateau wird auch in den Daten dieser Arbeit beobachtet.

In Abb. 6.18(a) sind nichtlineare Leitwertdaten eines QPCs aufgetragen. Verdichtungslinien entsprechen hierbei Plateaus. Die Daten wurden geglättet und um einen seriellen Widerstand bereinigt. Oberhalb des 2. Plateaus sieht man ein regelmäßiges Muster aus ganzzahliger Quantisierung um $V_{sd} = 0$ und halbzahligen Plateaus, die mit wachsendem $|V_{sd}|$ näherungsweise linear anwachsen. Unterhalb des 2. Plateaus ist die Quantisierung gestört. Es treten zusätzliche Plateaus auf, die in Kap. 6.2.2 und 6.2.3 diskutiert werden, und das stark ausgeprägte $0,5$ -Plateau ist auf ca. $0,4 g_0$ abgesenkt. In Abb. 6.18(b) sind dieselben Daten nach numerischer Ableitung in Abhängigkeit von V_{sd} und V_g aufgetragen. Man sieht das regelmäßige Rautenmuster der Transconductance, das den ganz- und halbzahligen Plateaus entspricht und im unteren Bereich gestört ist. Die Ziffern geben die Höhe der zugehörigen Plateaus in Einheiten von g_0 an.

Abb. 6.19 zeigt die Transconductance einer stärker rauschbehafteten Probe nach Beleuchten, in der acht Rauten mit halbzahligen Seitenrauten und z.T. den darauf folgenden ganzzahligen Rauten bei noch höheren $|V_{sd}|$ aufgelöst sind. In der Abbildung ist eine Verbindungslinie der Eckpunkte der inneren Rauten skizziert. Die Verbindung ergibt wie in [113] näherungsweise eine Gerade. Da die Breite der Rauten direkt mit dem Subband-Energieabstand der Transportmoden korreliert ist, lässt sich daraus ablesen, dass dieser etwa linear mit $|V_g|$ ansteigt.

6.2.1 Subband-Energieaufspaltung

Im Bild unabhängiger eindimensionaler Transportmoden durch den QPC besteht eine wesentliche Information in den Energien der jeweiligen Subband-Minima. Die Änderung der Subband-Abstände beim Abschnüren des QPCs wird durch die Potentialform der Einschnürung bestimmt. Konstante Abstände weisen auf ein parabolisches Einschlusspotential hin, das bei nahezu konstanter Form energetisch verschoben wird [27]. Wenn die Breite des Einschlusspotentials mit sinkendem Subbandindex N enger wird, wächst die Subband-Aufspaltung. Auch ein senkrechtes Magnetfeld erhöht die Aufspaltung [27]. Die Energiedifferenzen benachbarter Minima lassen sich aus den Plateaus der nichtlinearen Messungen bzw. den Rauten der Transconductance anhand charakteristischer Source-Drain-Spannungswerte bestimmen.

Einen einfachen Zugang zur Energieaufspaltung zwischen benachbarten Subbändern erhält man aus der Breite der Rauten der nichtlinearen Transconductance. Wenn das elektroche-

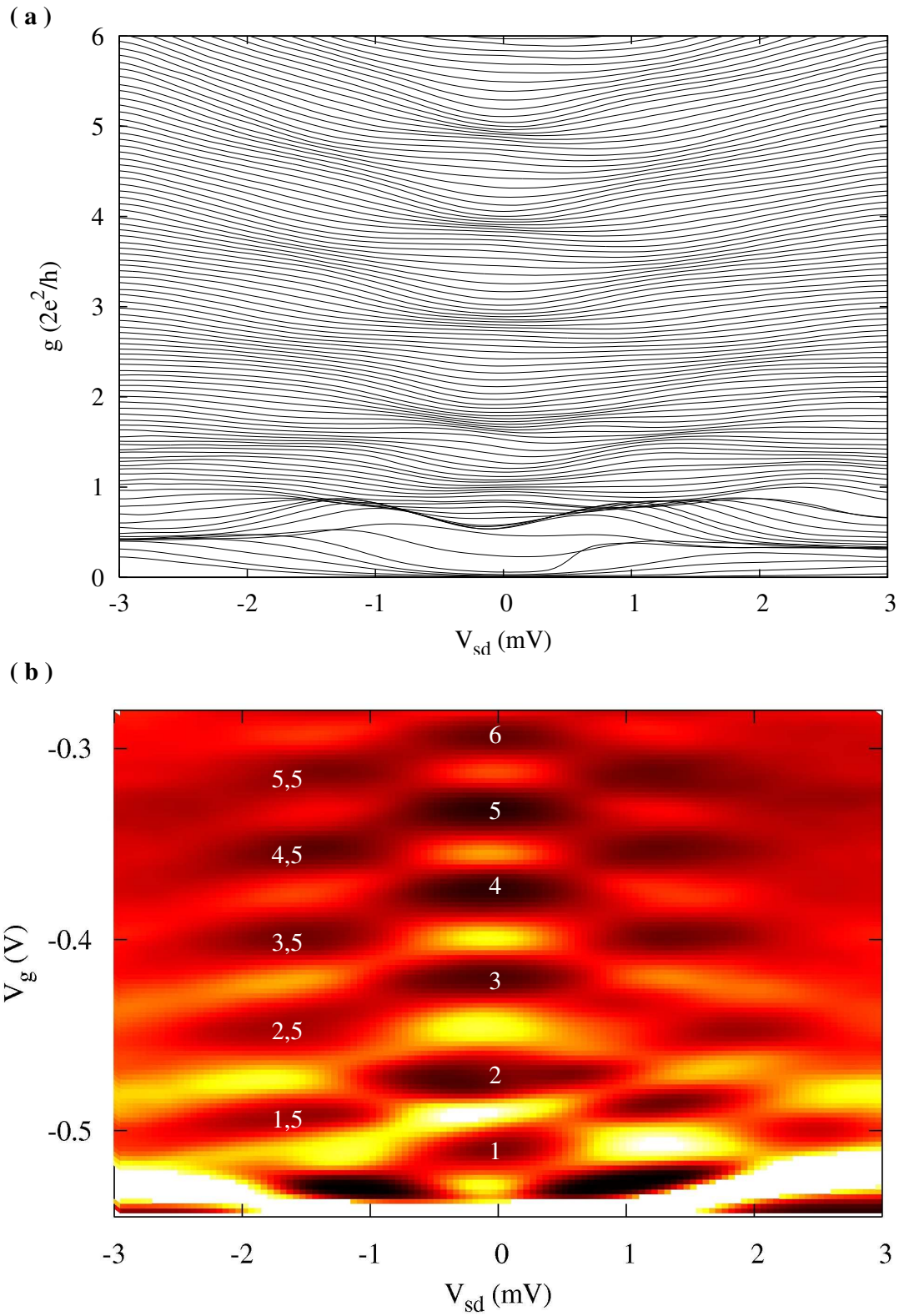


Abbildung 6.18: (a) Nichtlineare Messung mit ganz- und halbzahligen quantisierten Plateaus $g(V_{sd})$ (Probe C8lu, QPC B).

(b) Das gleiche Plateauschema in der Transconductance $\partial g / \partial V_g$. Dunkle Flächen entsprechen Plateaus, Ziffern kennzeichnen den Leitwert der Plateaus in Einheiten von g_0 .

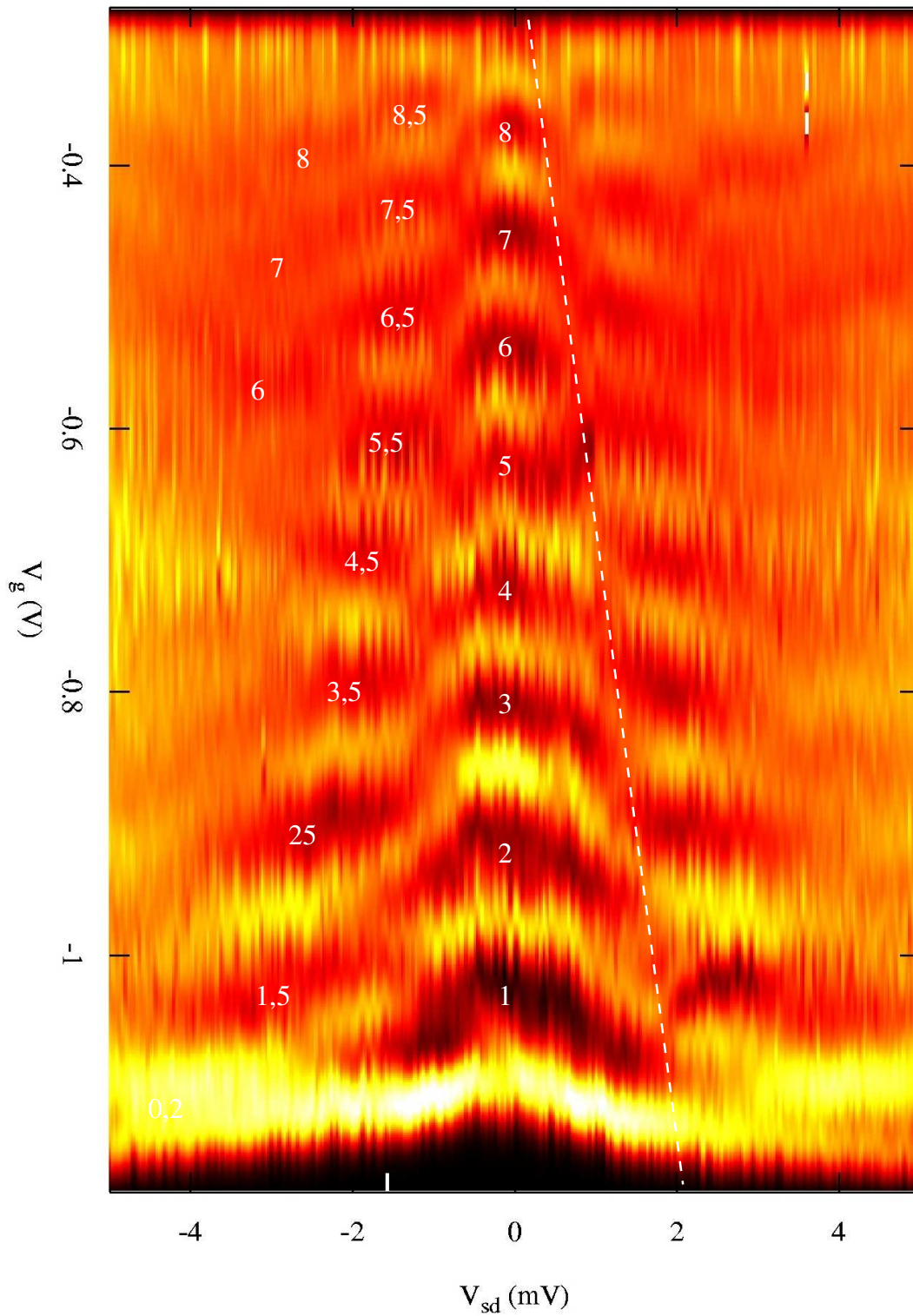


Abbildung 6.19: Nichtlineare Messung, ganzzahlig quantisierte Plateaus um $V_{sd} = 0$, halb- und ganzzahlige Plateaus symmetrisch für $|V_{sd}| \gg 0$, reduziertes 0,5-Plateau bei ca. $0,2 g_0$. Die gestrichelte Linie verbindet die Eckpunkte der Rauten und skizziert das nahezu lineare Anwachsen der Subband-Abstände (Probe C8lo, QPC F nach Beleuchten).

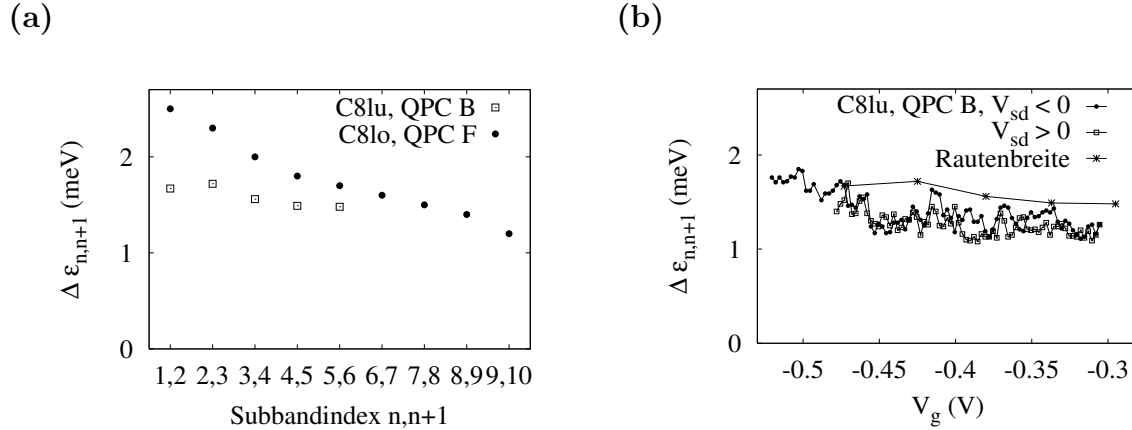


Abbildung 6.20: (a) Diskrete Subband-Abstände aus der halben Breite der Transconductance-Rauten in Abb. 6.18 und Abb. 6.19.

(b) Subband-Abstände für beliebige V_g aus $\partial^2 I / \partial V_{sd}^2 = \partial g / \partial V_{sd}$ der Daten aus Abb. 6.18. Analysen für $V_{sd} < 0$ und $V_{sd} > 0$ im Vergleich mit den diskreten Werten aus (a).

mische Source- und Drain-Potential μ_s, μ_d exakt den Energien benachbarter Subband-Minima $\epsilon_n, \epsilon_{n+1}$ entsprechen, lässt sich die Subband-Energieaufspaltung $\Delta \epsilon_{n,n+1}$ über

$$\Delta \epsilon_{n,n+1} = \mu_s - \mu_d = \frac{e}{2} (V_{sd,2} - V_{sd,1}) \quad (6.2)$$

bestimmen. $V_{sd,2}$ und $V_{sd,1}$ sind die Ecken der Rauten bei $V_{sd} \neq 0$, da gerade hier μ_s und μ_d mit Subband-Minima zusammenfallen, also ergibt sich $e(V_{sd,2} - V_{sd,1})/2$ aus der halben Breite der Rauten in V_{sd} -Richtung [26, 27]. Diese Analyse gibt nur Auskunft über die Aufspaltung bei den diskreten Gatespannungswerten maximaler Rautenbreite. QPCs, die mit Split-Gates definiert werden, haben typische Subband-Energieaufspaltungen von ca. 1 bis 10 meV, siehe [26, 27]. In Abb. 6.20(a) sind die Subband-Abstände für die Messdaten der Split-Gate-QPCs aus Abb. 6.18 und Abb. 6.19 aufgetragen. Die Abstände in Abb. 6.18 variieren nur geringfügig von $\Delta \epsilon_{5,6} = 1,5$ meV bis $\Delta \epsilon_{1,2} = 1,7$ meV. In Abb. 6.19 wachsen sie nahezu linear mit $|V_g|$ von $\Delta \epsilon_{9,10} = 1,2$ meV auf $\Delta \epsilon_{1,2} = 2,5$ meV an.

Alternativ lässt sich aus dem Rautenbild die Subband-Aufspaltung für beliebige V_g extrahieren [10, 121]. Hierzu benötigt man den Übergang zwischen ganzzahligen und den benachbarten halbzahligen Rauten. Dieser entspricht Extrema der Ableitung des differentiellen Leitwerts nach der Source-Drain-Spannung, $\partial g / \partial V_{sd}$. Ein Maximum der Ableitung bedeutet $\mu_s = \epsilon_{n+1}$, ein Minimum $\mu_d = \epsilon_n$. Wenn bei konstanter Gatespannung ein Maximum bei $V_{sd,2}^*$ und ein Minimum bei $V_{sd,1}^*$ festgestellt wird, lässt sich die Aufspaltung zu

$$\Delta \epsilon_{n,n+1} = e((1 - \beta)V_{sd,2}^* + \beta V_{sd,1}^*) = e(V_{sd,2}^* + V_{sd,1}^*)/2 \quad (6.3)$$

mit $\beta = 0,5$ im Fall eines symmetrischen Spannungsabfalls bestimmen. Ein Vergleich beider Methoden ist in Abb. 6.20(b) anhand der Daten aus Abb. 6.18 gezeigt. Die Kurven der „diskreten“ und der „kontinuierlichen“ Analyse verlaufen parallel, die aus der Rautenbreite gewonnenen Werte sind durchgängig etwas höher.

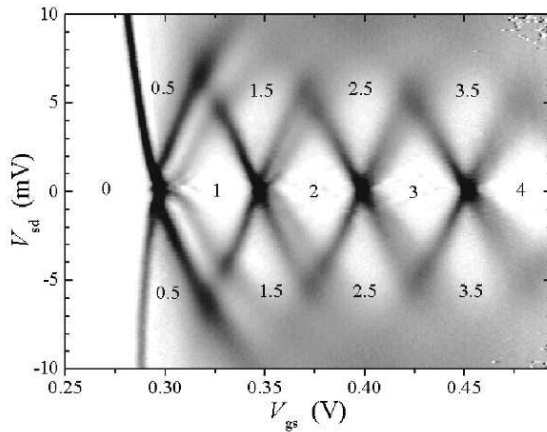


Abbildung 6.21: Leitwertanomalien in nichtlinearer Transconductance. Helle Rauten entsprechen Plateaus, dunkle Linien Übergängen, Ziffern N dem Leitwert Ng_0 . Am linken Rand der ersten Rauten treten die Zusatzstrukturen der Plateaus mit $(N-1+0,85)g_0$ auf (Kristensen *et al.* [115]).

6.2.2 Leitwertanomalien im nichtlinearen Regime - Hintergrund

Die ersten Hinweise auf Leitwertanomalien in nichtlinearen Transportuntersuchungen finden sich in [28]. Das 0,5-Halbplateau liegt dort bei nur $0,2g_0$, und für $V_{sd} \neq 0$ existieren zwei symmetrische anomale nichtlineare Plateaus bei ca. $0,85g_0$. Diese entwickeln sich aus der 0,7-Anomalie [117] und setzen sich in den halbzahligen Plateaus fort. Sie können in den nächst höheren Subbändern reproduziert sein [109, 113, 115]. Eine typische Plateaufolge ist in Abb. 6.21 in der Darstellung der nichtlinearen Transconductance gezeigt. Am linken Rand der Rauten ganzzahliger Quantisierung Ng_0 treten anomale Plateaus mit Leitwerten $(N-0,15)g_0$ auf. Die Breite der Anomalien wächst zum Pinch-Off hin. Die Übergangslinie setzt sich jeweils in den halbzahligen Seitenplateaus fort.

In [115, 122] werden die zusätzlichen Plateaus durch die Abspaltung anomaler Subbänder gedeutet. In Analogie zu den ganz- und halbzahligen Plateaus entstehen Übergänge, wenn das elektrochemische Potential μ_s oder μ_d eine Subbandkante überstreicht. In diesem Sinne kann eine Analyse der Subband-Energieaufspaltung durchgeführt werden. Über das Subband-Schema lassen sich die Leitwerte der Anomalien nachvollziehen [113, 122, 123].

Temperaturabhängigkeit der nichtlinearen Anomalien

Bei tiefen Temperaturen werden oft nur die anomalen Plateaus bei $V_{sd} \neq 0$ beobachtet, während die linearen „ $N, 7$ “-Anomalien keine Plateaus ausbilden [122]. Erst bei $T = \mathcal{O}(1\text{ K})$ tritt ein 0,7-Plateau hervor [109]. Davon abgesehen bemerkt man in der nichtlinearen Transconductance nur eine leichte Verbreiterung der Übergänge mit der Temperatur, die jedoch durch die Verbreiterung mit wachsenden V_{sd} übertroffen wird [122].

Kristensen *et al.* [115, 117] zeigen, dass die Übergangslinie zwischen den anomalen 0,85-Plateaus und dem 1,0-Plateau in der Transconductance über eine Aktivierungstemperatur T_A modelliert werden kann, die aus den linearen Daten ermittelt wird. Hierzu verwenden sie die Resonanzbedingung $eV_{sd} = 2k_B T_A (V_g)$ unter der Annahme, dass die Anomalien durch eine Energie-Aufspaltung entstehen, die mit der Aktivierungsenergie korrespondiert. In Cronenwett *et al.* [2] wird derselbe Übergang mit der modifizierten „Kondo-Temperatur“ T_K modelliert, wobei für $|V_{sd}| > |V_{sd}^K| = kT_K/e$ der Kondo-Zustand zerstört wird.

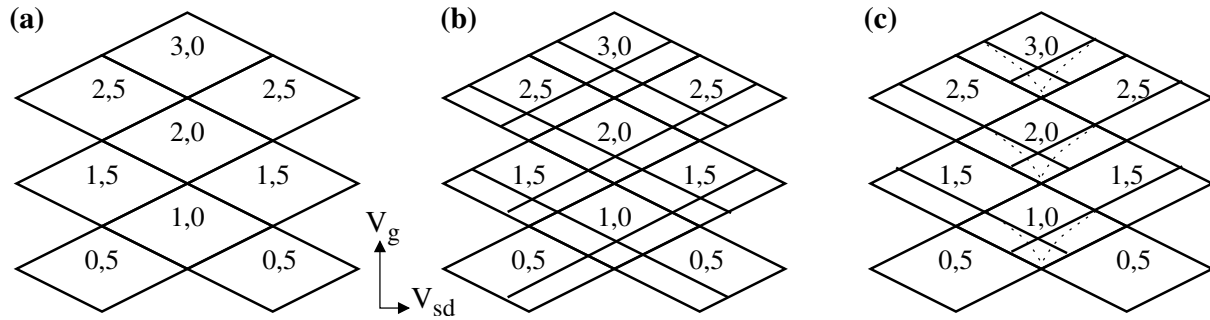


Abbildung 6.22: Schematische Transconductance (a) ohne Anomalien und Magnetfeld, (b) Prognose im Magnetfeld, (c) Beobachtung für Anomalien und Magnetfeld

Nichtlineare Anomalien in einem Magnetfeld

Für Leitwertanomalien und für Spin-polarisierte Subbänder erwartet man ähnliche nicht-lineare Plateaufolgen. Ohne Anomalien tritt bei $B = 0$ T die ganz- und halbzahlige Quantisierung aus Abb. 6.22(a) auf. In Magnetfeldern parallel zum 2DEG erfährt jedes Subband eine Spin-Aufspaltung. Martín-Moreno *et al.* [10] postulieren, dass dadurch quantisierte Leitwerte bei Vielfachen von $g_0/4$ entsprechend Abb. 6.22(b) auftreten. In [31] werden schwache Verdichtungslinien bei $1,25 g_0$, $1,5 g_0$, $1,75 g_0$ und $2,0 g_0$ beobachtet. Im Bild der partiellen Spin-Polarisation kann diese Argumentation auf Anomalien übertragen werden. Anstelle des $1,5$ -Plateaus wird eine $1,7$ -Anomalie beobachtet, aus $1,75 g_0$ werden $1,85$ -Plateaus, und die Spin-polarisierten $1,25$ -Halbplateaus treten bei $1,35 g_0$ auf.

In allen Veröffentlichungen experimenteller nichtlinearer Transconductance-Daten trifft man jedoch ein anderes Verhalten an. Sowohl für Anomalien bei $B = 0$ T, z.B. in [2, 32, 109, 113, 115, 122, 124], als auch in den selteneren Magnetfeld-Daten [2, 32] ist die Symmetrie unterbrochen. Man findet die Struktur aus Abb. 6.22(c), in welcher bestimmte Plateaus durchgehend fehlen. Bei sehr tiefen Temperaturen können zudem die anomalen Plateaus um $V_{sd} = 0$ unterdrückt sein (gepunktete Linien). Diese Tatsache wird an keiner Stelle kommentiert, so dass hier noch echter Klärungsbedarf besteht.

In einem Magnetfeld senkrecht zur 2DEG-Ebene werden prinzipiell dieselben Aufspaltungsmechanismen wie in einem parallelen Magnetfeld erwartet. Aus der Literatur sind keine nichtlinearen Untersuchungen der Anomalien in senkrechten Magnetfeldern bekannt.

6.2.3 Leitwertanomalien im nichtlinearen Regime - Experimente

In Abb. 6.24 bis Abb. 6.27 sind nichtlineare Transportmessungen an verschiedenen QPCs dargestellt. Dabei werden zum Vergleich sowohl die Leitwertmessungen $g(V_{sd})$, wobei jede Kurve einem konstanten Gatespannungswert entspricht, als auch die nichtlineare Transconductance derselben Messungen präsentiert, die durch numerisches Ableiten nach V_g gewonnen wird. In den Leitwertmessungen sind Plateaus anhand von Verdichtungslinien zu erkennen. Die Plateaus der Leitwertanomalien treten bei Werten zwischen der ganz- und der halbzahligen Quantisierung auf. In der Transconductance wird jedes Plateau als einzelne Raute abgebildet. In der Gegenwart von Leitwertanomalien wird die Raute des

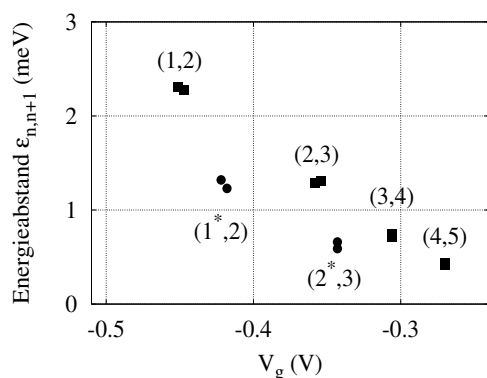


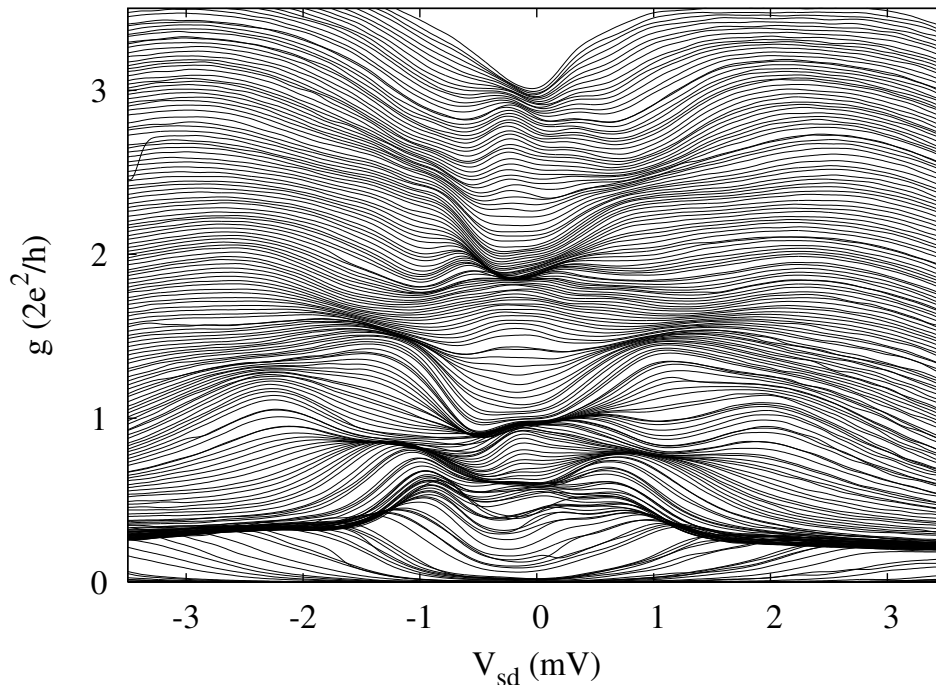
Abbildung 6.23: Subbandenergie-Abstände benachbarter Subbandminima bei den V_g maximaler Rautenbreite b . (■) aus $b/2$ der originalen ganzzahligen Rauten, (●) aus $b/2$ der durch Anomalien verkleinerten ganzzahligen Rauten; Ziffernpaare $(n, n+1)$ bezeichnen die betrachteten Subbänder (Probe C8lo, QPC F).

1,0-Plateaus um $V_{sd} = 0$ in vier Unterrauten aufgeteilt, die dem ganzzahligen Plateau, dem anomalen Plateau („0,7-Plateau“) sowie zwei Seitenplateaus des anomalen Plateaus („0,85-Plateaus“) entsprechen. Eine entsprechende Struktur kann sich in den nächsthöheren ganzzahligen Plateaus ausbilden. Die halbzahligen Plateaus bei $|V_{sd}| \neq 0$ werden durch die Fortsetzung der anomalen Übergangslinien in zwei Unterplateaus mit halbzahlig quantisiertem und reduziertem Wert unterteilt.

Abb. 6.24 zeigt die ersten drei Plateaus eines QPCs. Man sieht, dass die Anordnung leicht asymmetrisch ist, da die Daten nicht exakt spiegelsymmetrisch bezüglich $V_{sd} = 0$ sind und die Plateaus mit wachsendem Source-Drain-Spannungsbetrag anwachsen. Ab $|V_{sd}| \geq 3$ mV treten keine weiteren Plateaus auf, und der Leitwert sinkt mit wachsendem $|V_{sd}|$. Neben den drei Plateaus bei $1g_0$, $2g_0$ und $3g_0$ erkennt man beidseitig die Halbplateaus bei $1,5g_0$ und $2,5g_0$. Die 0,5-Halbplateaus sind auf ca. $0,3g_0$ abgesenkt. Unter den oberen Halbplateaus und dem 1. und 2. Plateau sind Verdichtungslinien von Leitwertanomalien zu sehen. Unter dem 1. Plateau treten diese als Dreifachstruktur hervor, die ihrerseits in ein zentrales und zwei seitliche Plateaus unterteilt ist. Die Plateaustruktur ist in Abb. 6.24(b) in eine Rautenstruktur „übersetzt“. Auch hier sieht man das 1,0-Plateau, das nun in vier Rauten zerfällt, das ebenfalls unterteilte 2,0-Plateau und das 3,0-Plateau. Dazwischen befinden sich die 1,5- und 2,5-Halbplateaus. Deren Zweiteilung ist in den 1,5-Plateaus klar zu erkennen und in den 2,5-Plateaus zu erahnen. Das 1. und 2. Plateau sind in Abb. 6.25(a) noch einmal im Detail vergrößert. Die durchgezogenen Linien markieren die ganzzahligen Plateaus ohne Leitwertanomalien, die gepunkteten Linien die zusätzlichen Übergänge durch die anomalen Plateaus. Die Leitwerte der Plateaus entsprechen nicht genau den Theoriewerten, da die Transmission durch Störstellen unterschiedlich stark unterdrückt wird. Im Rautenmuster Abb. 6.25(b) sind experimentelle und theoretische Werte im Vergleich angegeben. Aus der Ausdehnung der Rauten in V_{sd} -Richtung lassen sich bei diskreten V_g direkt die Subbandenergie-Differenzen ablesen. Das Ergebnis ist in Abb. 6.23 schematisch dargestellt. Die Abstände wachsen näherungsweise linear mit $|V_g|$.

In Abb. 6.26 sind die ersten drei Plateaus eines weiteren QPCs gezeigt. Der Einfluss von Asymmetrien ist hier gering. Die Plateaus haben über einen großen V_{sd} -Bereich einen konstanten Leitwert. Auch die Halbplateaus wachsen nur geringfügig mit $|V_{sd}|$ an. Die 0,5-Halbplateaus sind auf ca. $0,2g_0$ abgesenkt. Unterhalb des 1,0-Plateaus ist eine gekrümmte

(a)



(b)

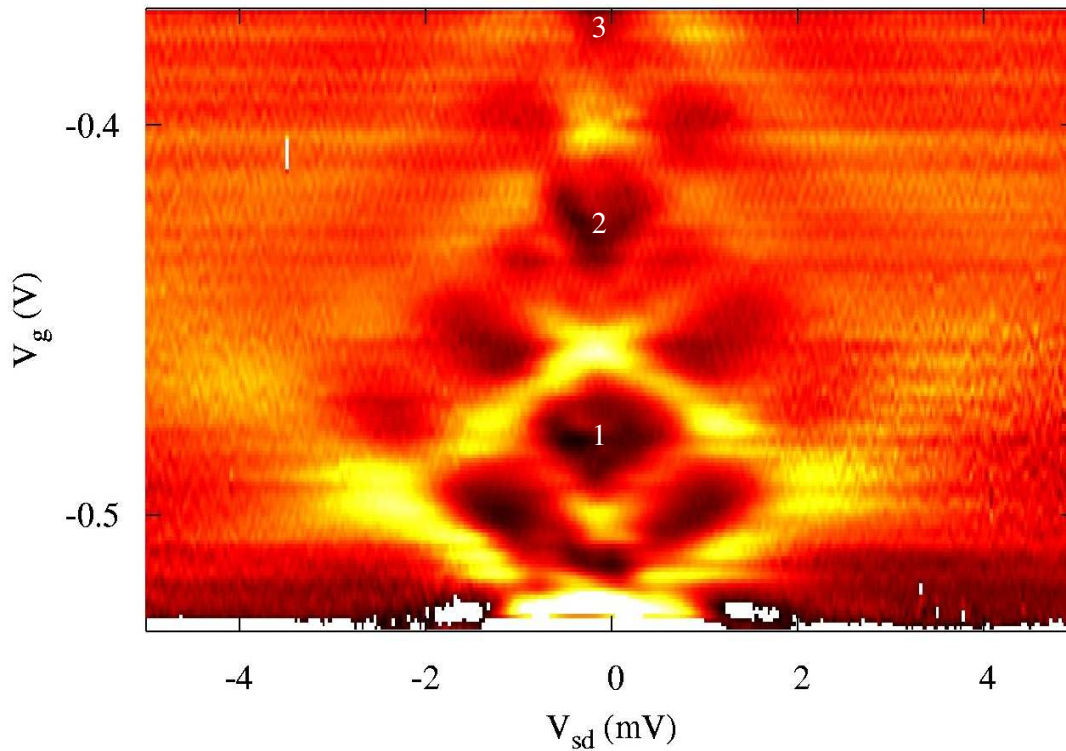
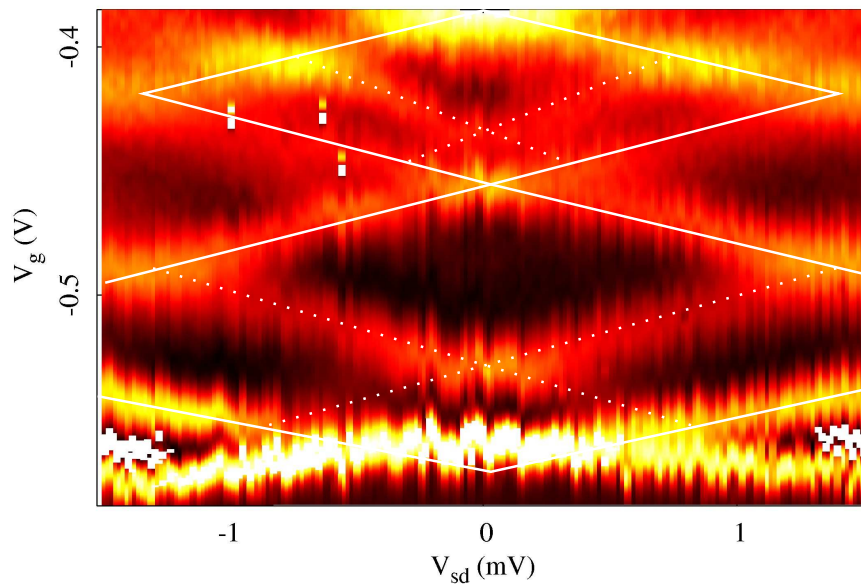


Abbildung 6.24: (a) Nichtlineare Leitwertmessung. Verdichtungslinien $\hat{=}$ Plateaus. (b) Plateaustruktur im Rautenschema der nichtlinearen Transconductance. Plateaus: $dg/dV_g = 0 \hat{=}$ schwarz, Übergangslinien: $dg/dV_g > 0 \hat{=}$ rot bis gelb (Probe C8lo, QPC F).

(a)



(b)

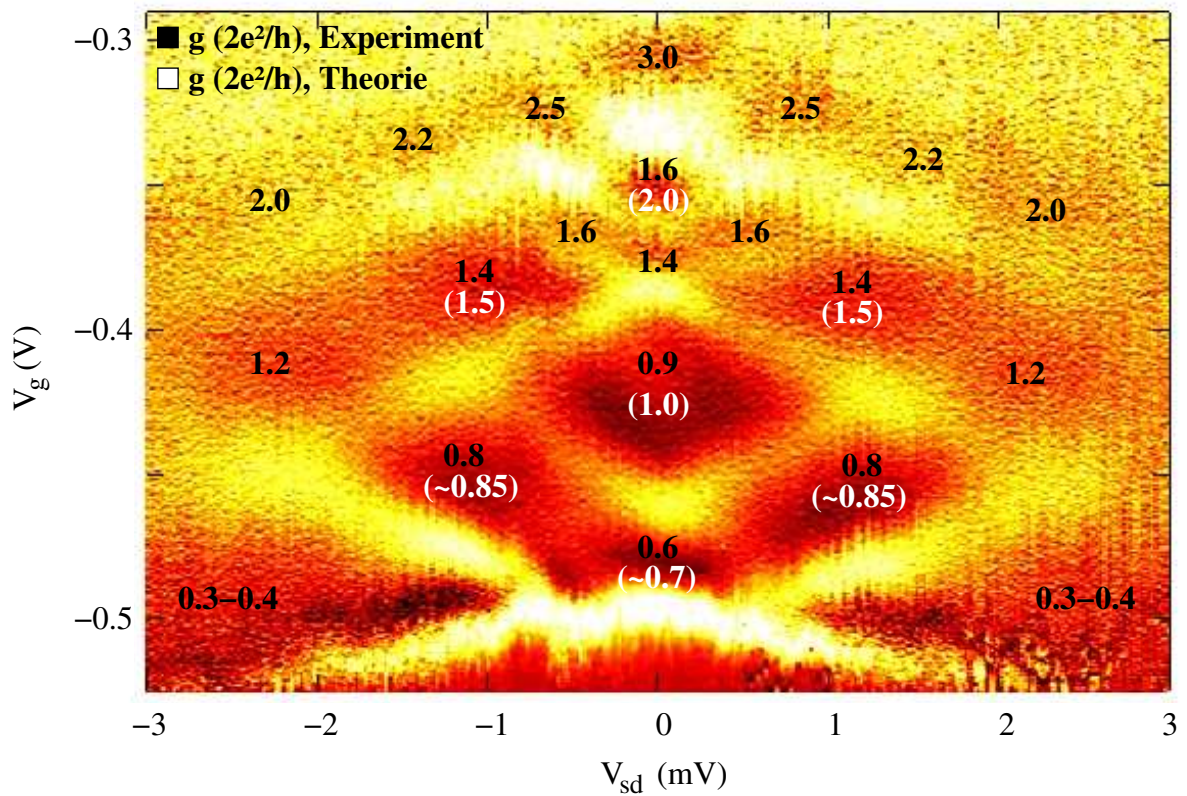


Abbildung 6.25: (a) Anomale Rautenstruktur der ersten beiden Plateaus in der nichtlinearen Transconductance. Jedes ganzzahlige Plateau zerfällt in vier Teilplateaus. (b) Rautenstruktur aus Abb. 6.24. Schwarze Ziffern entsprechen den experimentellen Leitwerten der Plateaus, weiße Ziffern den Theoriewerten (Probe C8lo, QPC F).

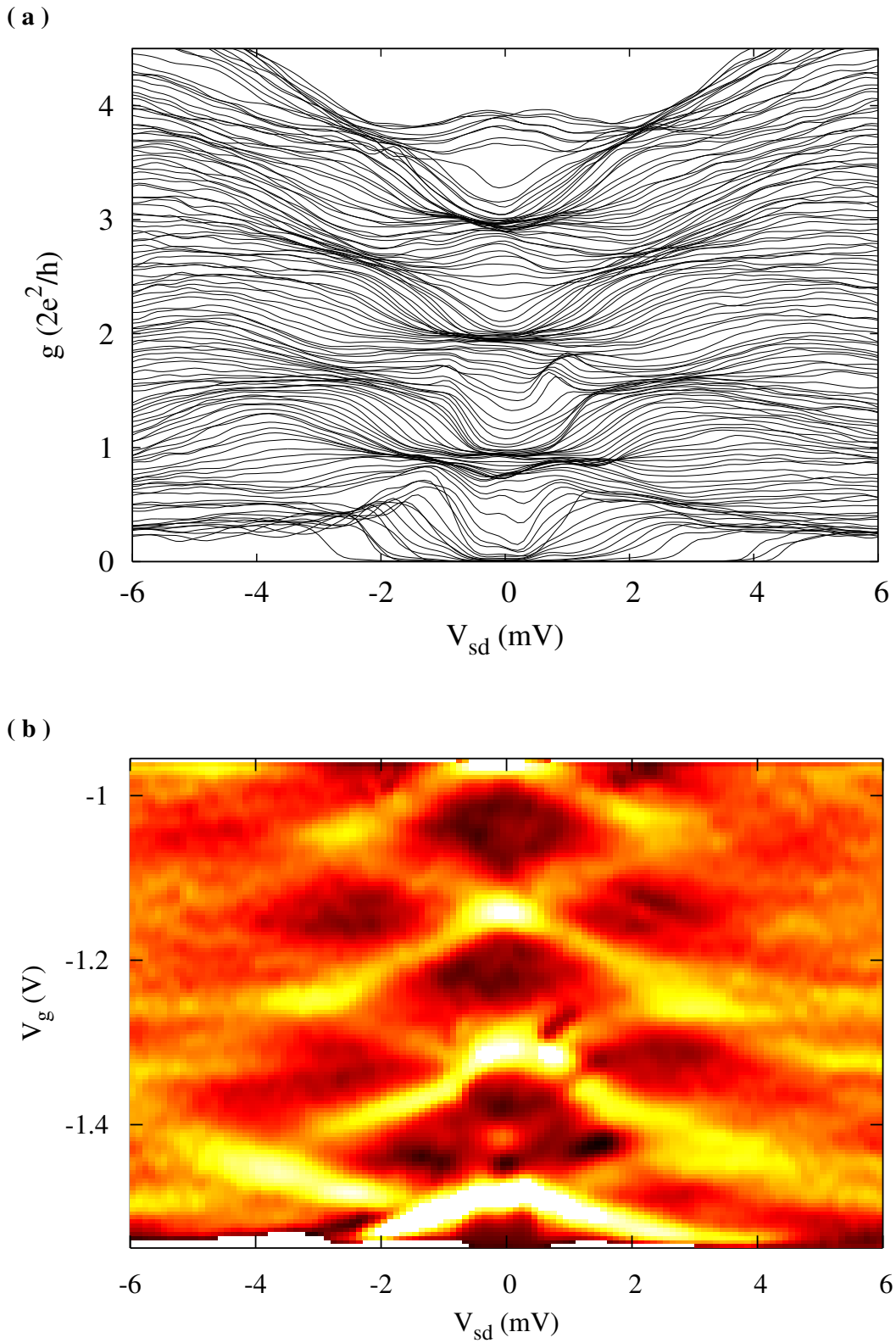


Abbildung 6.26: (a) Nichtlineare Leitwertmessung. Verdichtungslinien $\hat{=}$ Plateaus. (b) Anomale Rautenstruktur der nichtlinearen Transconductance. Ganz- und halbzahlige Rauten sowie anomale Substruktur in der 1. Raute (Probe C8ro, QPC E).

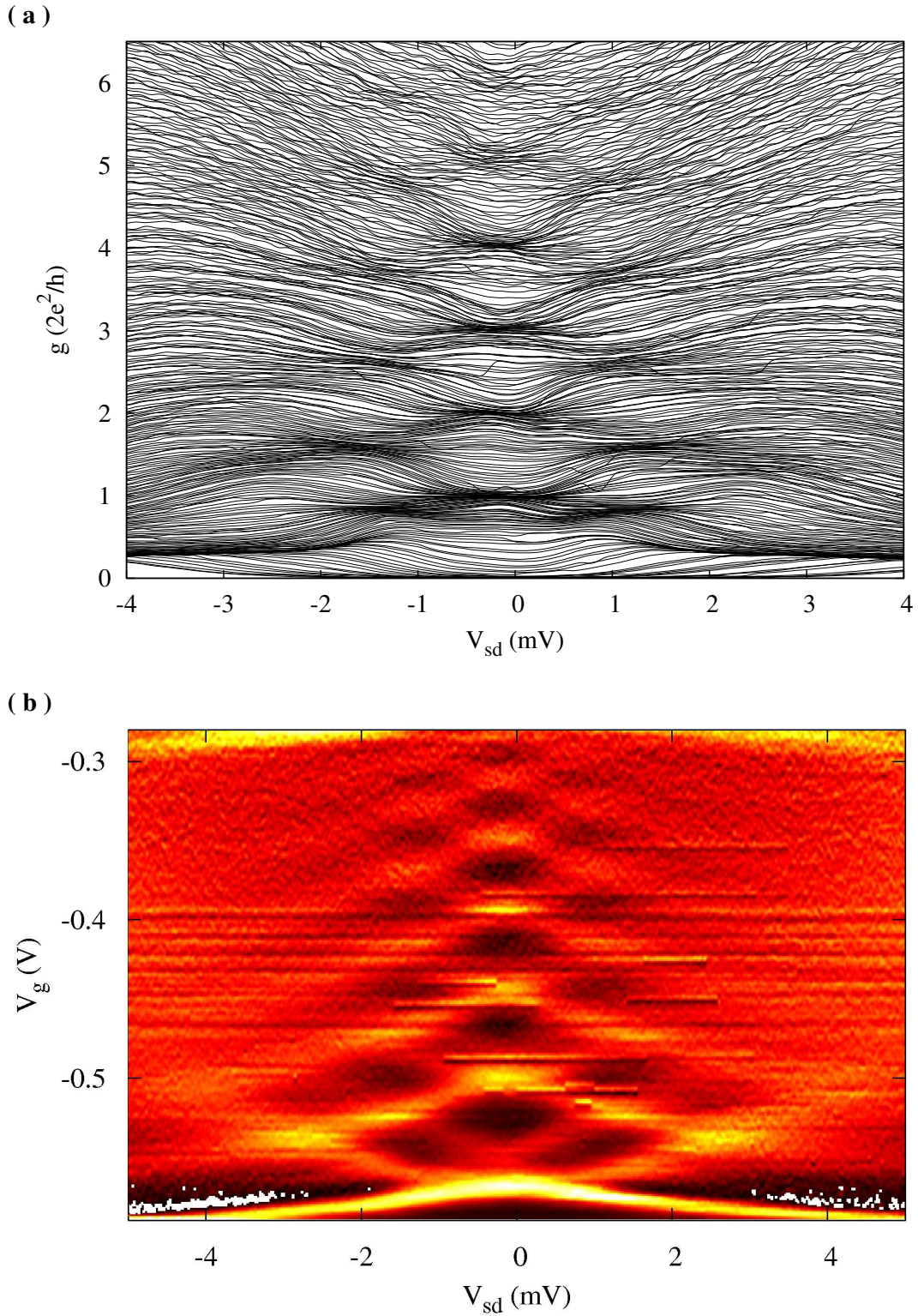


Abbildung 6.27: (a) Nichtlineare Leitwertmessung. Verdichtungslinien $\hat{=}$ Plateaus. (b) Anomale Rautenstruktur der nichtlinearen Transconductance. Regelmäßige Struktur aus ganz- und halbzahlichen Rauten sowie Leitwertanomalien nahe des Pinch-Off (Probe C11ro, QPC A).

Verdichtungslinie zu sehen, die sich aus 0,7-Plateau und zwei 0,85-Seitenplateaus zusammensetzt. Der Wechsel zwischen ganz- und halbzahligen Plateaus ist im Leitwert und in der Transconductance gut zu erkennen. Leitwertanomalien sind dagegen nur schwach ausgeprägt. In der ersten Raute tritt bei $V_g \simeq -1,41$ V ein Kreuzungspunkt anomaler Übergangslinien auf, die Übergänge selbst sind in den ersten beiden Plateaus angedeutet. Die Subbandabstände der oberen Plateaus wachsen nur schwach mit der Gatespannung. Aus den Breiten der Rauten erhält man $\Delta\epsilon_{3,4} \simeq 2,6$ meV und $\Delta\epsilon_{2,3} \simeq 2,7$ meV. Zum untersten Plateau steigt der Subbandabstand auf $\Delta\epsilon_{1,2} \simeq 3,6$ meV, was möglicherweise auf eine Änderung der Potentialform kurz vor dem Pinch-Off hindeutet.

In Abb. 6.27 ist eine Messung vom Pinch-Off bis zur Definitionsstufe gezeigt, zwischen welchen sechs quantisierte Leitwertplateaus auftreten. Leitwertanomalien sind unterhalb des ersten und des 1,5-Plateaus sowie andeutungsweise unter dem zweiten Plateau zu erkennen. Die Subbandabstände wachsen, wie in den Rauten der Transconductance zu erkennen, bis zum untersten Plateau nahezu linear mit $|V_g|$ an. Die Raute des ersten Plateaus ist überproportional groß. In ihr sieht man deutlich zwei anomale Seitenplateaus, deren Übergangslinien in den 1,5-Halbplateaus fortgesetzt werden. Die Linien kreuzen sich bei $V_{sd} = 0$ und definieren damit ein 0,7-Plateau, das jedoch nicht aufgelöst wird. Die anomalen 1,85-Seitenplateaus in der 2. Raute sind nur schwach zu erkennen.

Leitwertanomalien treten in unterschiedlicher Ausprägung in vielen nichtlinearen Transportmessungen dieser Arbeit auf. Am häufigsten sieht man sie in der ersten Leitwertstufe. In der zweiten Stufe sind sie meist nur schwach zu erkennen, in der dritten Stufe werden sie nicht mehr aufgelöst. Anhand des Rautenmusters lässt sich die Energieskala der anomalen Subbandstruktur analysieren. Die anomalen Plateaus für $V_{sd} \neq 0$ entsprechen den Literaturdaten. Um $V_{sd} = 0$ ist dort jedoch bei Basistemperatur grundsätzlich keine eigenständige 0,7-Raute zu sehen. Die beiden 0,85-Plateaus entwickeln sich direkt aus der unteren Ecke, 0,7-Rauten entstehen erst bei Temperaturen von $\mathcal{O}(1$ K). Fast alle in dieser Arbeit gezeigten Daten weisen dagegen ausgeprägte 0,7-Plateaus auf. Demnach ist entweder die Basistemperatur zu hoch, oder der lineare Aufspaltungsmechanismus ist verstärkt bzw. der Kompensationsmechanismus, der das 0,7-Plateau zu $1,0 g_0$ verschiebt, unterdrückt.

Gatespannungs-Hysterese der 0,7-Struktur

Im Allgemeinen sollten identische Messungen unabhängig von der gewählten Messrichtung ($\pm V_{sd} \rightarrow \mp V_{sd}$, $|V_g|$ steigend/sinkend) zu derselben Transconductance $g(V_{sd}, V_g)$ führen. In Abb. 6.28 ist ein Vergleich für eine Messung bei (a) sinkender und (b) steigender Gatespannung gezeigt. Die Ergebnisse entsprechen sich sowohl in der Plateaustruktur, als auch in der Breite und Höhe der Rauten. Eine Analyse der Rautenbreiten ergibt Subbandenergie-Abstände von $\Delta\epsilon_{1,2} \simeq 2,7$ meV, $\Delta\epsilon_{2,3} \simeq 1,6$ meV, sowie $\Delta\epsilon_{1^*,2} \simeq 1,4$ meV und $\Delta\epsilon_{2^*,3} \simeq 1,1$ meV für die anomalen Plateaus.

An einem QPC wurde dagegen eine starke Hysterese zwischen den Kurven sinkender und steigender Gatespannung beobachtet, selbst wenn diese sehr langsam variiert wird. Die linearen Kennlinien sind in Abb. 6.29 gezeigt. In Abwärtsrichtung erhält man ein stark ausgeprägtes zweites und ein schmales erstes Plateau. In Aufwärtsrichtung verschiebt sich der Pinch-Off, das erste Plateau ist sehr breit, das zweite nur schwach ausgeprägt. Bei den Kurven ist eine deutliche 0,7-Struktur bei ca. $0,6 g_0$ überlagert. In der zweiten Stufe

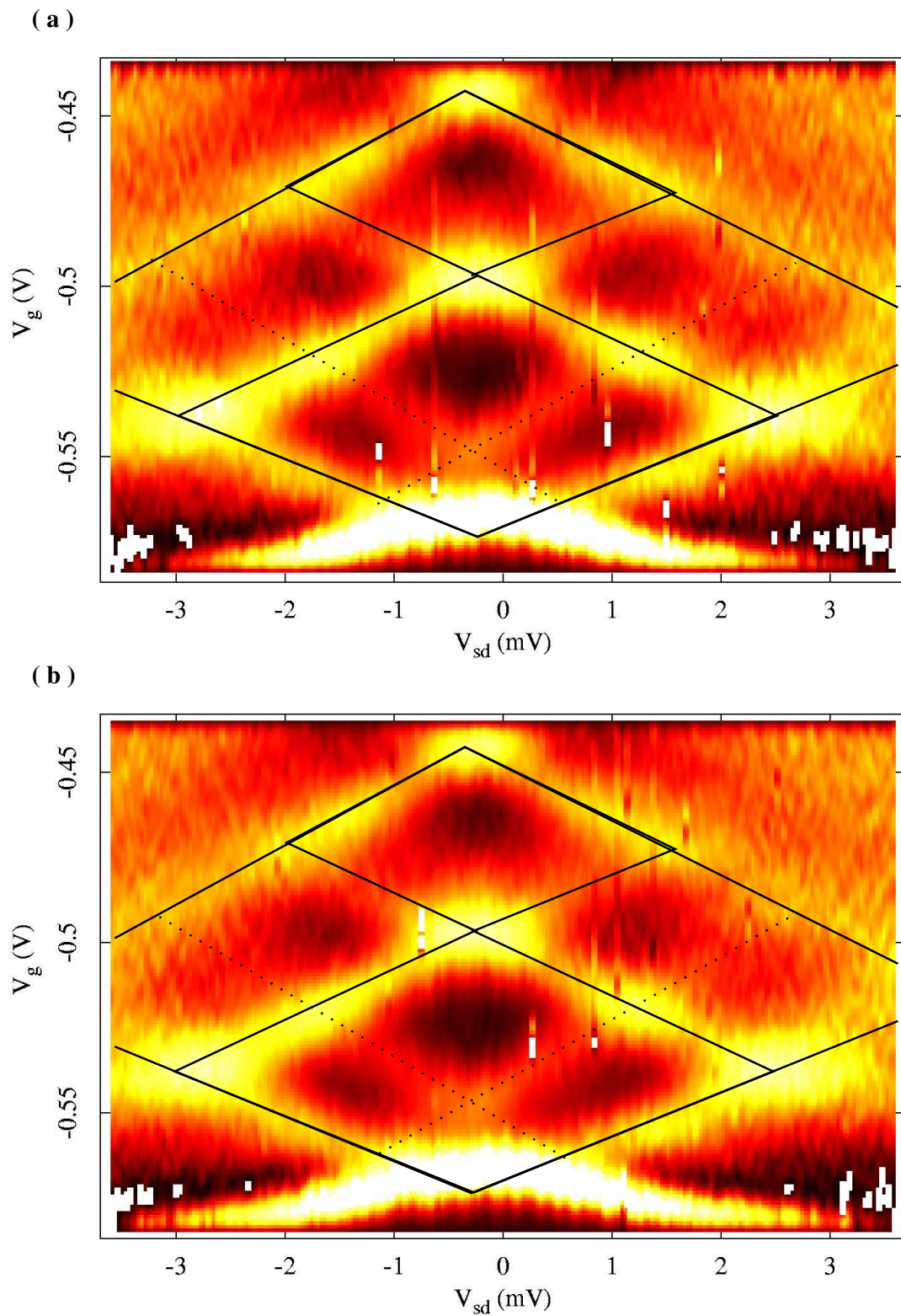


Abbildung 6.28: Die anomale Plateaustruktur der ersten beiden Plateaus in der nichtlinearen Transconductance bei Messrichtung mit (a) sinkender und (b) steigender Gate-Spannung ist identisch, keine Hysterese (Probe C11ro, QPC A).

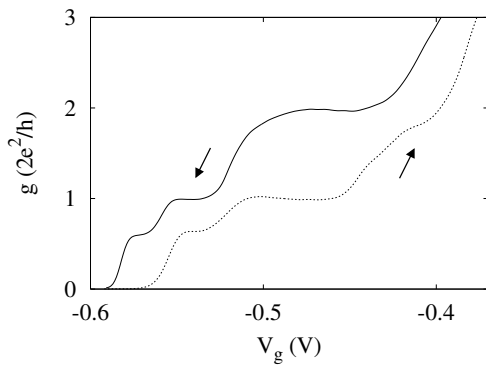
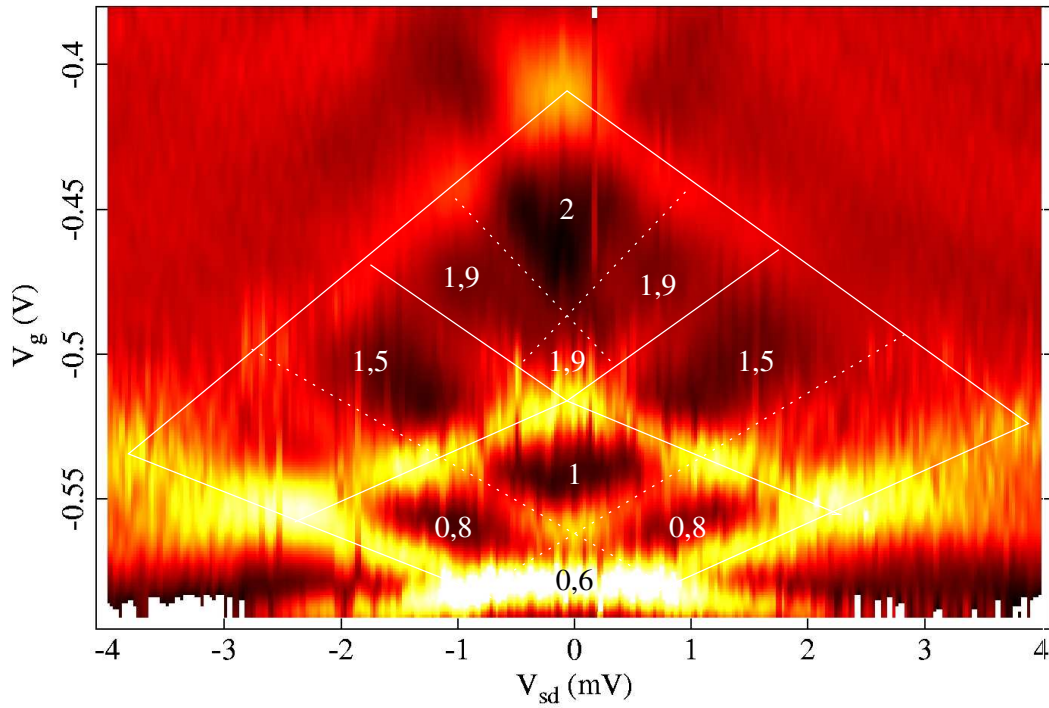


Abbildung 6.29: Gatespannungs-Hystere-
se der anomalen Struktur in den ersten bei-
den Plateaus der linearen Kennlinien bei
Messrichtung mit sinkender bzw. steigen-
der Gatespannung (Probe C8lo, QPC F).

tritt in Abwärtsrichtung eine Zusatzstruktur bei ca. $1,9 g_0$ auf, in Aufwärtsrichtung bei ca. $1,5 g_0$. Die nichtlineare Transconductance des QPCs ist in Abb. 6.30 aufgetragen. In der Abwärtsmessung (a) erhält man eine Raute mit großer Ausdehnung in V_g -Richtung für das zweite Plateau und eine kleine Raute für das erste Plateau. In der Aufwärtsmessung (b) ist die Anordnung umgekehrt, was eher der Struktur anderer QPCs, wie z.B. auch Abb. 6.28, entspricht. Die ganz- und halbzahligen Plateaus lassen sich mit geraden Linien verbinden, während in Abb. 6.30(a) eine Steigungsänderung von der 1. zur 2. Raute stattfindet. Wie für die Leitwertanomalien gewohnt, zerfällt jedes ganzzahlige Plateau in vier und jedes halbzahlige Plateau in zwei Teile. Das erste anomale Plateau hat, entsprechend der linearen Messung, in beiden Fällen den Wert $0,6 g_0$, das zweite die abweichenden Werte $1,9 g_0$ bzw. $1,5 g_0$. Die anomalen Seitenplateaus innerhalb der ganzzahligen Rauten treten in der ersten Stufe jeweils bei $0,8 g_0$ auf, während sie in der zweiten Stufe bei $1,9 g_0$ bzw. $1,7 g_0$ zu sehen sind. Die Unterschiede zwischen beiden Messrichtungen bestehen hauptsächlich in der Ausdehnung der Plateaus in V_g und den Leitwerten der anomalen Plateaus in der 2. Stufe. Die Subbandenergie-Abstände in Form der Ausdehnung der Rauten in V_{sd} ändern sich hingegen kaum. In der Abwärtsrichtung erhält man $\Delta\epsilon_{1,2} \simeq 2,3 \text{ meV}$, $\Delta\epsilon_{2,3} \simeq 1,7 \text{ meV}$, sowie $\Delta\epsilon_{1*,2} \simeq 1,1 \text{ meV}$ und $\Delta\epsilon_{2*,3} \simeq 0,9 \text{ meV}$ für die anomalen Plateaus, in der Aufwärtsrichtung $\Delta\epsilon_{1,2} \simeq 2,5 \text{ meV}$, $\Delta\epsilon_{2,3} \simeq 1,4 \text{ meV}$, sowie $\Delta\epsilon_{1*,2} \simeq 1,3 \text{ meV}$ und $\Delta\epsilon_{2*,3} \simeq 0,8 \text{ meV}$.

Die Tatsache, dass das Subbandschema nur geringfügig modifiziert ist, während sich die Positionen der Plateaus in der Gatespannung drastisch verändern, weist darauf hin, dass die Potentialform des QPCs nicht sehr stark modifiziert wird. Dagegen wird die Gatespannung mit einem V_g -abhängigen Faktor unterschiedlich effektiv auf das 2DEG übertragen, wie man an der Steigungsänderung der Begrenzungslinien in Abb. 6.30(a) sieht. Man beobachtet im Fall des 2. Plateaus eine effektive Abschirmung der Gatespannung, wodurch größere ΔV_g nötig sind, um die Subbandenergie-Differenz zu überwinden. Im 1. Plateau dagegen benötigt man geringere ΔV_g als in Abb. 6.30(b). Auch in (b) sind die Begrenzungslinien nicht parallel. Dies ist ein Hinweis auf Störstellen im Bereich des QPCs, die während der Messung ge- und entladen werden und ein metastabiles Abschirmungspotential verursachen. Da die Plateaus in Auf- und Abwärtsmessung bei verschiedenen Gatespannungswerten auftreten, wirken sich die Umladungen, die an einen bestimmten Gatespannungsbereich gebunden sind, auf die Kurven unterschiedlich aus.

(a)



(b)

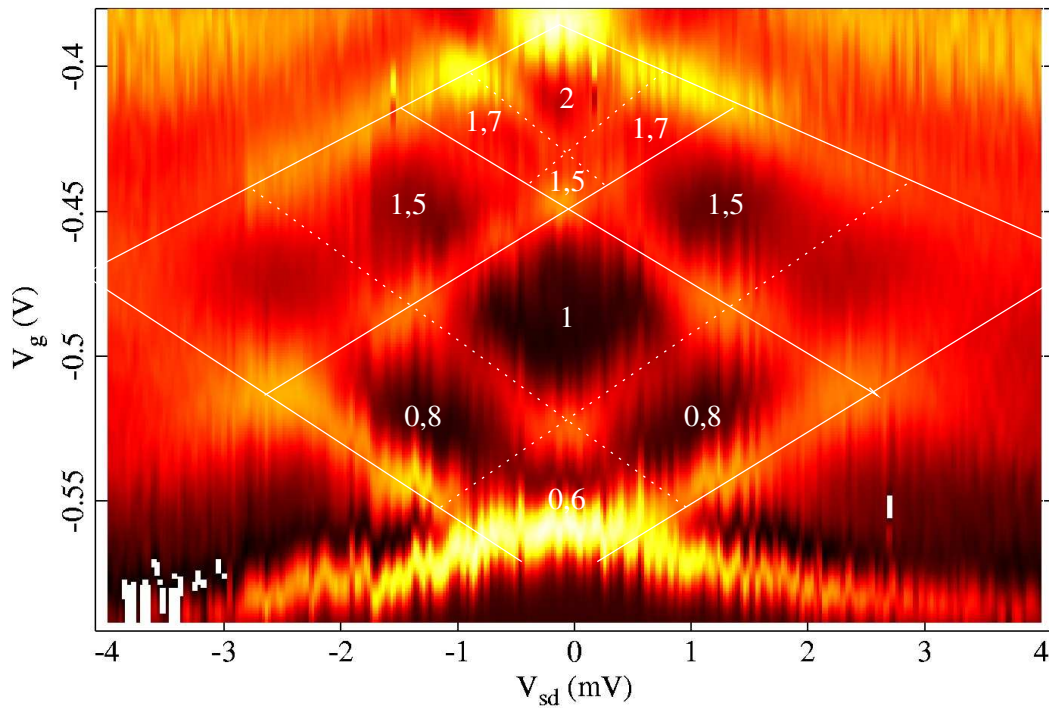


Abbildung 6.30: Gatespannungs-Hysterese der anomalen Plateaustruktur der ersten beiden Plateaus in der nichtlinearen Transconductance bei Messrichtung mit (a) sinkender und (b) steigender Gatespannung, siehe Abb. 6.29 (Probe C8lo, QPC F).

Temperaturabhängigkeit der 0,7-Struktur

In Abb. 6.31 wird der Einfluss der Temperatur auf die nichtlineare Transconductance untersucht. Gezeigt sind zwei Messungen bei den nominellen Mischkammer-Temperaturen (a) $T_{\text{IGH}} = 100 \text{ mK}$ und (b) $T_{\text{IGH}} = 700 \text{ mK}$. In der Literatur sind die anomalen Plateaus um $V_{\text{sd}} = 0$ bei tiefen Temperaturen unterdrückt, und nur die anomalen Seitenplateaus treten auf, vgl. z.B. Abb. 6.21. Im Gegensatz dazu zerfallen die ganzzahligen Rauten hier bereits bei „100 mK“ in vier Teilrauten. In Abb. 6.31(a) sind deutlich ein 0,7- und ein 1,7-Plateau zu erkennen. Dies ist entweder auf einen verstärkten Unterdrückungsmechanismus oder auf eine unerwartet hohe Proben temperatur zurückzuführen.

Bei Erhöhung der Mischkammer-Temperatur bleibt die Gesamtstruktur unverändert. Dabei ist eine leichte Verbreiterung aller Übergänge mit damit einhergehender Verkleinerung und Verrundung der Plateaus zu erkennen. Die anomalen Plateaus bleiben in voller Breite erhalten. Damit wird das aus der Literatur erwartete Verhalten für intrinsische Leitwertanomalien bestätigt.

0,7-Struktur in einem senkrechten Magnetfeld

Abb. 6.32 zeigt die Entwicklung der nichtlinearen Plateaustruktur, wenn ein Magnetfeld senkrecht zum 2DEG angelegt wird. Für die Magnetfeldstärken 0 T, 0,5 T und 1,0 T wird jeweils vom Pinch-Off ausgehend ein gleich großes Gatespannungs-Intervall abgedeckt. Man sieht an den Leitwertdaten, dass die Plateaus mit den höchsten Leitwerten durch magnetische Entvölkerung sukzessive verdrängt werden. Während bei 0 T noch sechs Plateaus zu sehen sind, bleiben bei 1,0 T noch zwei. Die Rauten der Transconductance dehnen sich immer weiter in V_g -Richtung aus. Auch die Breite der Rauten in V_{sd} -Richtung wächst. Hierin manifestiert sich die wachsende Subband-Aufspaltung, während die elektrischen in elektro-magnetische Subbänder übergehen. Die Substruktur der Leitwertanomalie ist sowohl in den Leitwertdaten als auch in der Transconductance zu erkennen. Der Leitwert des 0,7-Plateaus ändert sich über diesen Magnetfeldbereich nur wenig. Die erste Raute zerfällt jeweils in vier anomale Rauten, die Aufteilung ändert sich dabei kaum. Sie wird gemeinsam mit der Raute auf beiden Spannungsachsen skaliert, wodurch die schmale 0,7-Raute bei höheren Magnetfeldern besser aufgelöst werden kann. Bei $B = 1 \text{ T}$ sieht man erstmals eine Andeutung einer anomalen Aufspaltung der zweiten Raute, die bei den geringeren Feldstärken noch nicht aufgelöst wird.

Auch hier bestätigt sich das aus der Theorie erwartete Verhalten. Der Leitwert der 0,7-Stufe sinkt mit dem Magnetfeld langsam in Richtung $0,5 g_0$. In der Transconductance ist der Übergang von Leitwertanomalien zur Aufhebung der Spin-Entartung nicht zu erkennen, da beide Strukturen ineinander übergehen und sich in beiden Fällen das gleiche Muster ergibt. Das Magnetfeld kann als Hilfsmittel genutzt werden, um die Subband-Aufspaltung zu erhöhen und dadurch auch die anomalen Plateaus besser aufzulösen. Um zu testen, ob die Anzahl der Plateaus bei vollständiger Spin-Aufspaltung im Magnetfeld unverändert bleibt, müsste man zu noch höheren Magnetfeldstärken übergehen.

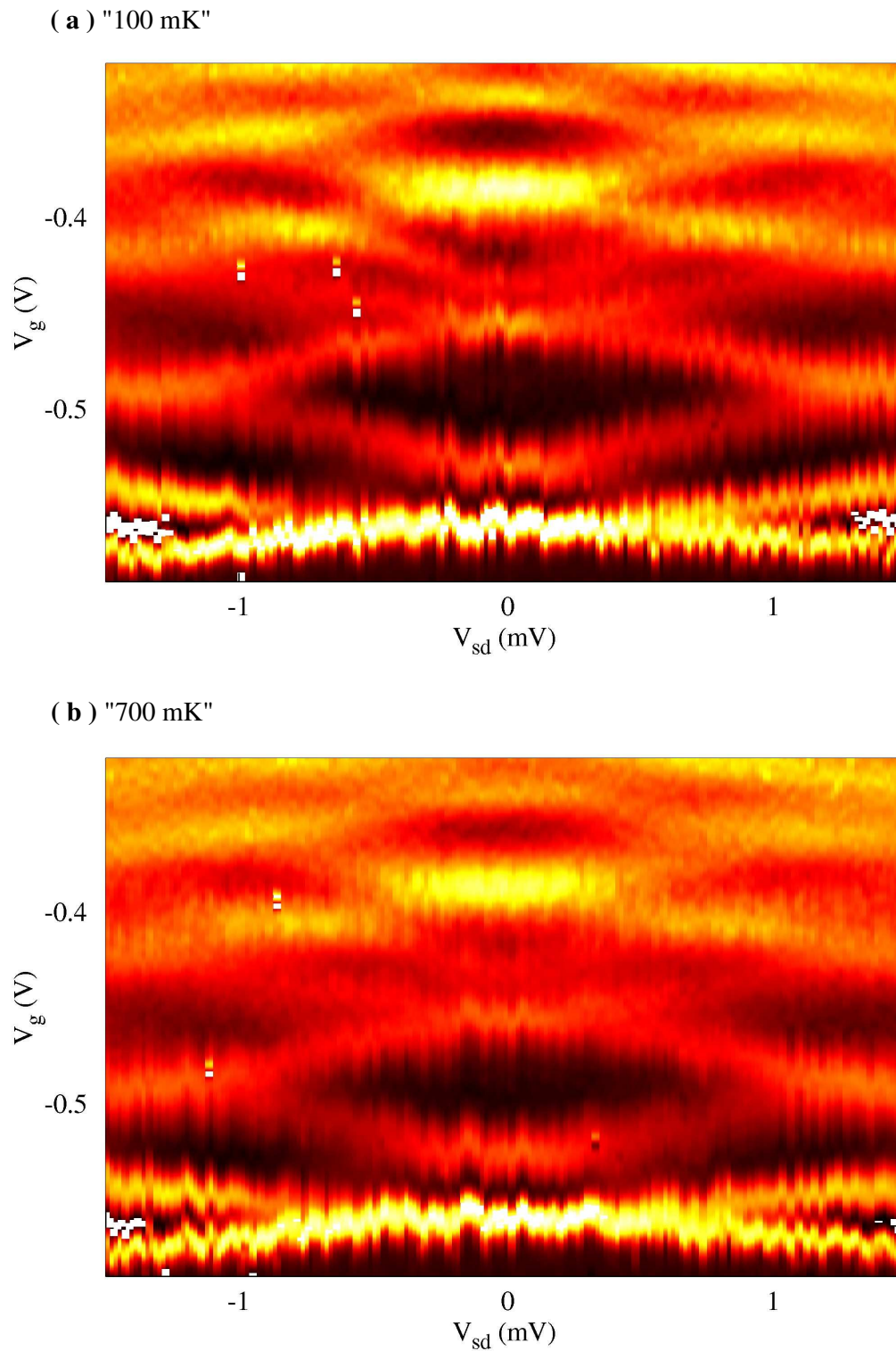


Abbildung 6.31: Anomale Plateaustruktur der ersten drei Plateaus bei (a) $T_{IGH} = 100$ mK und (b) $T_{IGH} = 700$ mK. Bei 700 mK sind alle Übergänge verbreitert, die Fläche der ganzzahligen Plateaus sinkt, die anomalen Plateaus bleiben erhalten (Probe C8lo, QPC F).

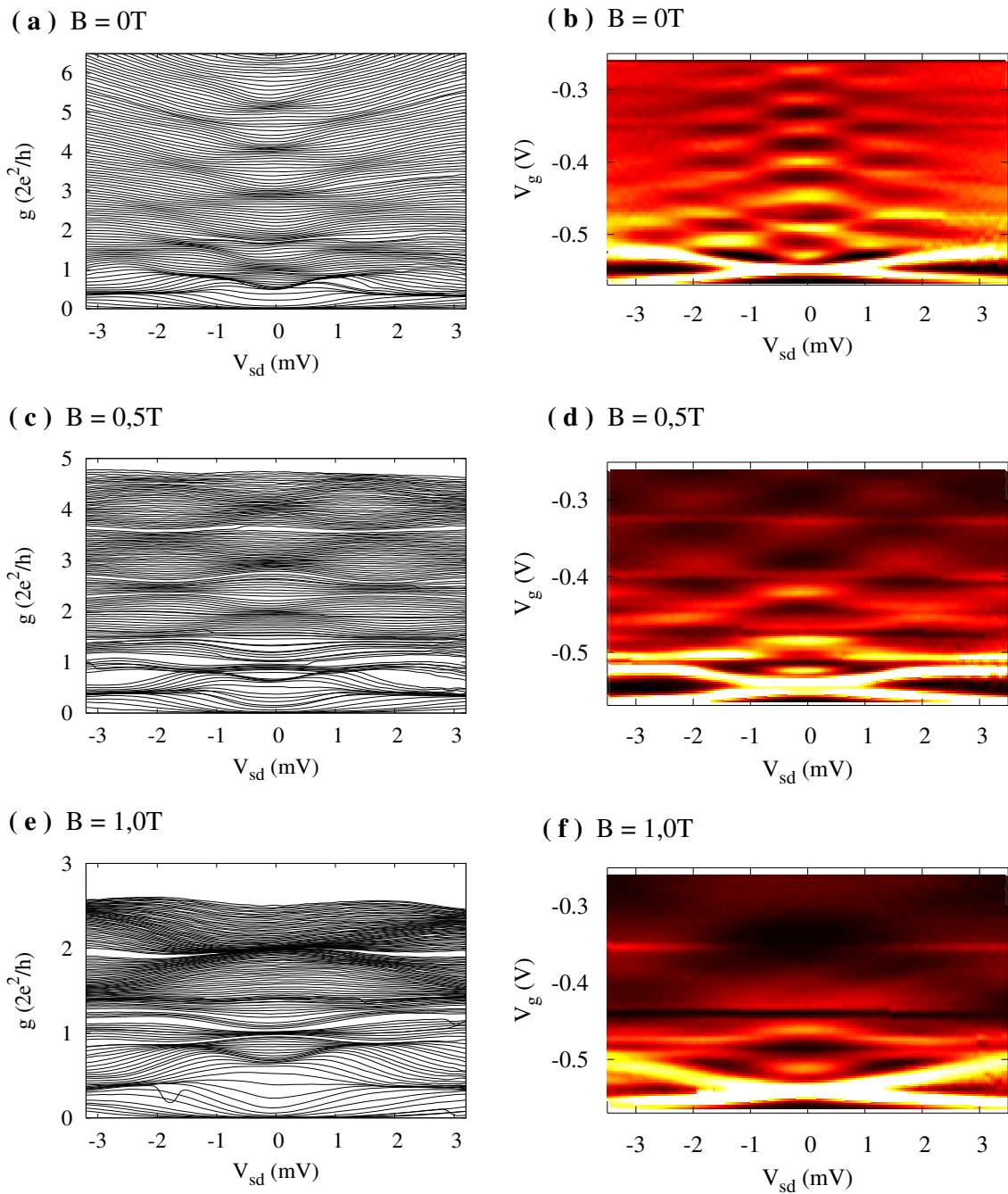


Abbildung 6.32: Nichtlineare Leitwertmessungen und Transconductance bei Magnetfeldstärken (a,b): $B = 0\text{T}$, (c,d): $B = 0,5\text{T}$ und (e,f): $B = 1,0\text{T}$ senkrecht zum 2DEG (Probe C8lu, QPC B).

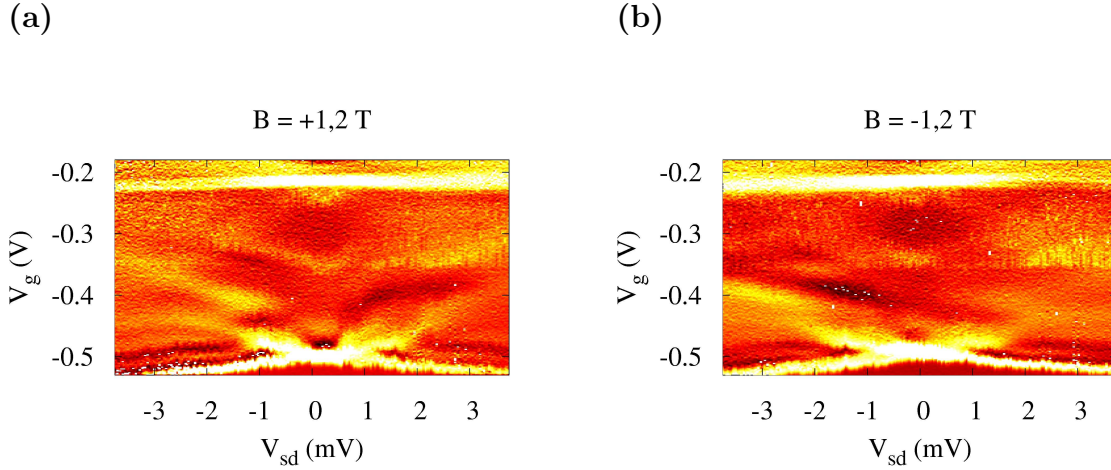


Abbildung 6.33: (a) Asymmetrisches Verhalten im Magnetfeld, $B = 1,2 \text{ T}$: Symmetrie der Transconductance bezüglich V_{sd} im Bereich der Plateaus, Asymmetrie im Zwischenbereich $V_g \simeq -0,4 \text{ V}$ (Probe C8lo, QPC F).

(a) Spiegelung der Asymmetrie im Bereich um $V_g \simeq -0,4 \text{ V}$ bei Umkehr der Magnetpolung.

Ein ungeklärtes Phänomen ist in Abb. 6.33(a) bis Abb. 6.35 dargestellt. Hier wurden nichtlineare Transportuntersuchungen an einem QPC bei $B = \pm 1,2 \text{ T}$ durchgeführt. In Abb. 6.33 und Abb. 6.35 ist die Transconductance mit einer Definitionsstufe bei etwa $V_g \simeq -0,21 \text{ V}$ und dem Pinch-Off bei $V_g \simeq -0,5 \text{ V}$ gezeigt. Dazwischen tritt bei ca. $-0,47 \text{ V}$ ein Plateau auf, das beidseitig von Bereichen hoher Transconductance flankiert wird. Ein größeres Plateau wird zwischen $-0,34 \text{ V}$ und $-0,23 \text{ V}$ von rautenförmigen Übergangslinien begrenzt. Durch einen Vergleich mit den linearen Daten in Abb. 6.15(b) kann dieses dem $1,0$ -Plateau und das kleinere einem $0,7$ - bzw. $0,5$ -Plateau zugeschrieben werden. In beiden Gatespannungsintervallen ist die Transconductance symmetrisch bezüglich $V_{sd} = 0 \text{ T}$. Für $-0,45 \text{ V} < V_g < -0,34 \text{ V}$ tritt dagegen eine Asymmetrie auf. Bei $V_g \simeq -0,4 \text{ V}$ wird für negative V_{sd} eine hohe Transconductance beobachtet, die in Abb. 6.35 mit „+“ markiert ist, und für positive V_{sd} eine negative Transconductance, markiert mit „o“. Die symmetrischen und antisymmetrischen Anteile der Messdaten sind in Abb. 6.34(a) und Abb. 6.34(b) dargestellt. Sie werden durch $(\frac{\partial g}{\partial V_g})_{\text{symm/asymm}} = 0,5 (\frac{\partial g}{\partial V_g}(V_{sd}, V_g) \pm \frac{\partial g}{\partial V_g}(-V_{sd}, V_g))$ gewonnen. Man erkennt graue Flächen, die entweder keinen entsprechenden Anteil enthalten oder einem Plateau mit $\frac{\partial g}{\partial V_g} = 0$ entsprechen, und helle (positive) bzw. dunkle (negative) Beiträge. Im symmetrischen Fall zeichnen sich gerade die Plateaus ab. Im antisymmetrischen Fall beobachtet man zwischen den Plateaus drei Balken mit alternierenden Vorzeichen, die sich bei einer Spiegelung an $V_{sd} = 0$ umkehren. Den Messungen bei $B = 1,2 \text{ T}$ aus Abb. 6.33(a) wird in Abb. 6.33(b) eine Messung bei $B = -1,2 \text{ T}$ durch Umkehr der Stromrichtung im Magnet gegenübergestellt. Die symmetrische Plateaustruktur bleibt erhalten, während der Balken negativer Transconductance bei $V_g \simeq -0,4 \text{ V}$ an $V_{sd} = 0$ gespiegelt wird. Die Interpretation dieser Beobachtung könnte deshalb interessant sein, weil es sich bei dem antisymmetrischen Bereich gerade um den Leitwertbereich unterhalb des ersten Plateaus handelt.

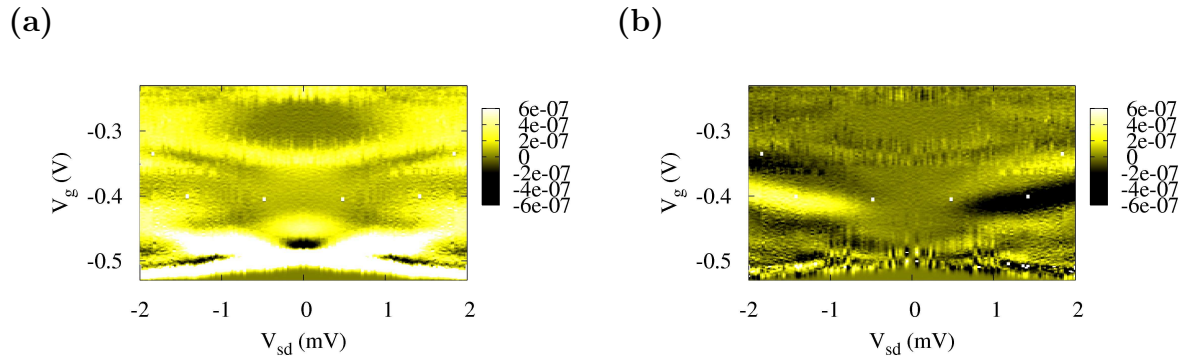


Abbildung 6.34: (a) Symmetrischer Anteil $0,5 \left(\frac{\partial g}{\partial V_g}(V_{sd}, V_g) + \frac{\partial g}{\partial V_g}(-V_{sd}, V_g) \right)$ von Abb. 6.35. Symmetrisches Verhalten liegt im Bereich der Plateaus als helle Rahmen und schwarze Flächen vor. Graue Flächen sind nicht symmetrisch, oder es gilt $\frac{\partial g}{\partial V_g} = 0$. (b) Antisymmetrischer Anteil $0,5 \left(\frac{\partial g}{\partial V_g}(V_{sd}, V_g) - \frac{\partial g}{\partial V_g}(-V_{sd}, V_g) \right)$ von Abb. 6.35. Im Zwischenbereich $V_g \simeq -0,4 \text{ V}$ liegen helle und schwarze Balken vor, deren Vorzeichen sich bei Spiegelung an $V_{sd} = 0$ umkehrt (Probe C8lo, QPC F).

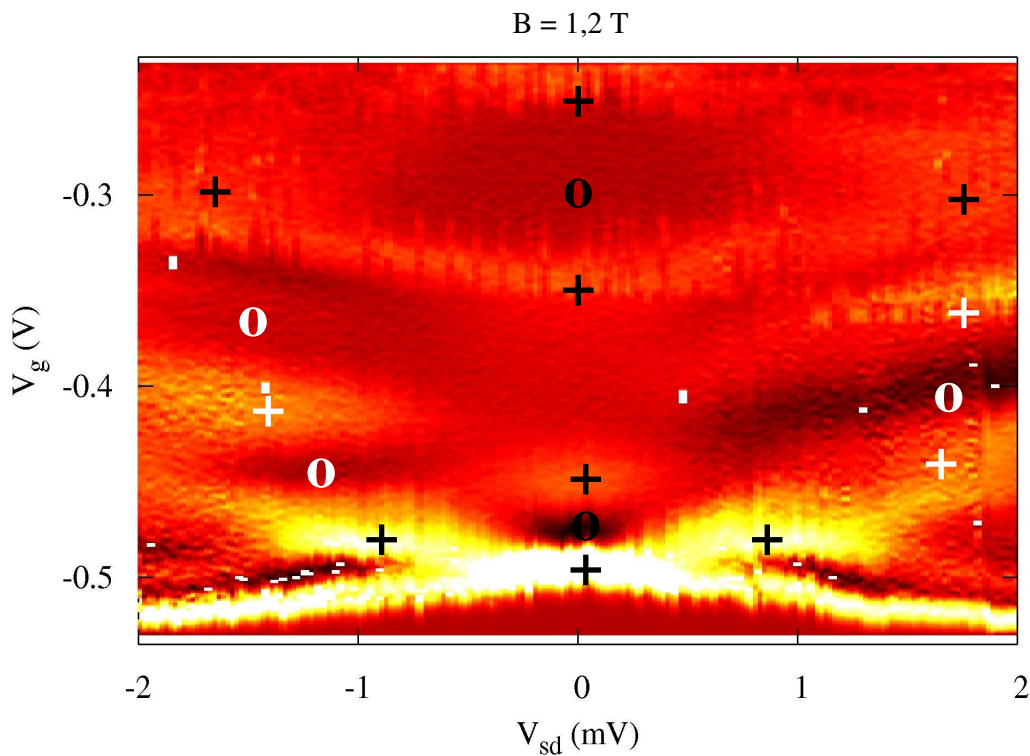


Abbildung 6.35: Asymmetrisches Verhalten bei $B = 1,2 \text{ T}$: Symmetrie der Transconductance bezüglich $V_{sd} = 0$ im Bereich der Plateaus (schwarze Markierungen), Antisymmetrie dazwischen (weiße Markierungen). „+“ kennzeichnet Bereiche hoher Transconductance, „o“ Plateaus bzw. Bereiche negativer Transconductance (Probe C8lo, QPC F).

6.3 Kondoeffekt und Zero-Bias-Anomaly

In [2, 32] schlagen Cronenewett *et al.* auf der Grundlage experimenteller Indizien vor, dass es sich bei den 0,7-Anomalien um einen Kondo-artigen korrelierten Spin-Zustand in QPCs handelt. Eine ähnliche Idee wurde kurz zuvor in [125] vertreten. Voraussetzung für den Kondo-Effekt ist ein lokalisierter Spin-Zustand. Im Fall des offenen Systems eines QPCs ist zunächst unklar, wie sich ein solcher ausbilden kann. Mittlerweile kommen jedoch mehrere theoretische Arbeiten zu dem Ergebnis, dass in QPCs bei niedrigen Elektronendichten Spin-polarisierte Zustände möglich sind [123, 126, 127, 128, 129, 130, 131]. Die Entartung der Spin-Zustände kann durch Wechselwirkungs-Effekte aufgehoben werden, wodurch im Gegensatz zum statischen magnetischen Moment des QDs ein dynamischer ungepaarter Spin auftritt [2]. In der theoretischen Arbeit [131] werden zwei Temperatur-Regimes $T_K < T \leq T^{\text{wire}}$ bzw. $T < T_K \ll T^{\text{wire}}$ identifiziert. Im ersten Regime wird nur eine Spin-Richtung transmittiert, so dass $g \simeq e^2/h$. Im zweiten Regime liegt ein Kondoproblem mit perfekter Transmission $g \simeq 2e^2/h$ vor. Im Übergangsbereich gilt $e^2/h \leq g \leq 2e^2/h$ mit $g \rightarrow e^2/h$ für lange Drähte und hohe Temperaturen.

In einer ähnlichen Argumentation geht die experimentelle Arbeit [2, 32] davon aus, dass im Bereich niedriger Dichte eine Spin-Richtung unterdrückt ist, so dass im Hochtemperatur-Limit nur ein Spin-polarisierter Zustand mit Leitwert $0,5 g_0$ transmittiert wird. Dies führt zu einem zusätzlichen Plateau in der ersten Stufe. Unterhalb einer „Kondo-Temperatur“ ist durch den Kondo-Effekt eine erhöhte Transmission gegeben. Diese verschiebt die linearen Gatekennlinien mit sinkender Temperatur in Richtung des wechselwirkungsfreien Limits g_0 , so dass die Anomalie verschwindet. Da der Kondo-Effekt logarithmisch mit T abnimmt, bleibt bis zu mehreren Kelvin eine erhöhte Transmission bestehen, die das 0,5-Plateau zur 0,7-Anomalie anhebt. Mit der Kondo-Theorie lassen sich der Wert $0,5 g_0 \leq g \leq g_0$ und das Verschwinden der 0,7-Anomalie bei $T \rightarrow 0$ erklären. Als Anzeichen, dass ein Kondo-Effekt beobachtet wird, werden folgende Kriterien genannt:

- Die linearen Gatekennlinien lassen sich zwischen 0,7- und 1,0-Plateau mit einem Parameter, der mit einer „Kondo-Temperatur“ $T_K(V_g)$ identifiziert wird, auf eine einzige Kurve in Abhängigkeit von T/T_K skalieren, siehe Abb. 6.36(a). Diese folgt einer modifizierten Form der Kondo-Gleichung in QDs.
- Für $T \rightarrow 0$ wird in nichtlinearen Daten um $V_{\text{sd}} = 0$ das schmale Maximum einer *zero bias anomaly* (ZBA) als lokale Erhöhung des differentiellen Leitwerts beobachtet. Die Halbwertsbreite der ZBA skaliert mit dem Parameter T_K .
- Die ZBA spaltet sich in einem parallelen Magnetfeld linear mit der Magnetfeldstärke auf, ebenso wie die ZBA des Kondo-Effekts in QDs.

In Analogie zum Kondo-Effekt in QDs werden die Gatekennlinien durch ein aktiviertes Temperaturverhalten beschrieben, indem der Übergang in die unterste Stufe durch

$$g(T) = \frac{2e^2}{h} \left(\frac{1}{2} f(T/T_K) + \frac{1}{2} \right) \quad \text{mit} \quad f(T/T_K) \propto (1 + (2^{1/s} - 1)(T/T_K)^2)^{-s} \quad (6.4)$$

mit $s = 0,22$ angenähert wird. Der Summand e^2/h aus Gl. (6.4) wurde empirisch bestimmt und taucht bei QDs nicht auf. Wie in Abb. 6.36(b) gezeigt, lässt sich T_K für $0,7g_0 < g < g_0$ aus einer Kennlinie bekannter Temperatur extrahieren. T_K wächst exponentiell mit V_g .

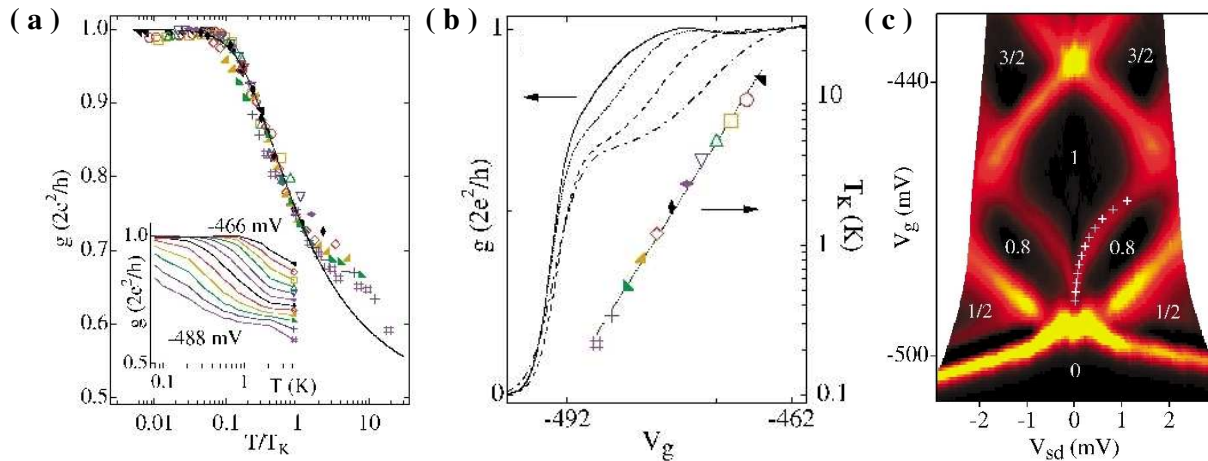


Abbildung 6.36: (a) Kurve $g(T/T_K)$, auf die sich alle linearen Kennlinien skalieren lassen. Inset: Temperaturverhalten einzelner Punkte der linearen Kennlinien bei $V_g = \text{konst.}$ [2]. (b) Aus linearen Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen (v.l.n.r.: 80 mK, 210 mK, 560 mK, 1,6 K) wird die exponentiell wachsende Kondo-Temperatur $T_K(V_g)$ extrahiert [2]. (c) Nichtlineare Transconductance mit anomalen 0,8-Seitenplateaus und 1,0-Plateau. Die Übergangslinie wird durch die Datenpunkte $(V_g, k_B T_K(V_g)/e)$ gut beschrieben, aus [2].

Zero Bias Anomaly

Das schmale Maximum der ZBA entsteht in der ersten und in abgeschwächter Form in der zweiten Leitwertstufe, wenn die Temperatur reduziert wird. Dabei wächst die Amplitude, und die Halbwertsbreite sinkt, wodurch die ZBA immer deutlicher wird. Durch die ZBA erhöht sich der differentielle Leitwert im linearen Regime, so dass das 0,7-Plateau bei tiefen Temperaturen verschwindet und der Leitwert in Richtung $1,0 g_0$ verschoben wird. Die ZBA kompensiert also zunehmend die Spin-Aufspaltung, die zum 0,7-Plateau führt. Der nichtlineare Leitwert für $V_{sd} \neq 0$, und damit die 0,8-Seitenplateaus, werden von der ZBA nicht beeinflusst. In [2, 32] tritt eine ausgeprägte ZBA auf. Auch in [10, 115] zeichnet sich eine ZBA ab, wird aber nicht diskutiert.

Die relative Höhe des ZBA-Maximums in [32] variiert je nach Leitwert und hat um $0,8 g_0$ ein ausgeprägtes Minimum. Dies entspricht ohne ZBA dem Wert des 0,7-Plateaus, auf dem sie also am stärksten unterdrückt ist. Für $0,7 g_0 \leq g \leq g_0$ zerfällt das Maximum bei Erwärmen deutlich schneller als bei kleinen Leitwerten. Die Halbwertsbreite ist für $g < 0,7 g_0$ nahezu konstant. Bei $g \simeq 0,7 g_0$ sinkt sie ab, um dann zu $g \simeq g_0$ hin stark anzusteigen. Hier lässt sie sich in Analogie zu QDs mit der Formel $V_{sd,FWHM} = 2k_B T_K/e$ annähern.

In einem parallelen Magnetfeld lässt sich nach [32] nahe g_0 keine Aufspaltung der ZBA feststellen, was für $T_K > 2g_B \mu_B B$ auch nicht erwartet wird. Bei $g \simeq 0,7 g_0$ beobachtet man eine lineare Aufspaltung entsprechend der QD-Gleichung $\Delta E = 2g_B \mu_B B$ und bei niedrigeren Leitwerten eine geringere Aufspaltung. Dies könnte daran liegen, dass man hier aufgrund der kleineren Kondotemperatur das Kondo-Regime verlässt und die ZBA in diesem Bereich einen anderen Ursprung hat. Diese These wird durch das Verhalten der Halbwertsbreite und der Höhe der ZBA unterstützt.

Anomaler Übergang in nichtlinearen Messungen

Der Übergang vom anomalen 0,85-Seitenplateau zum regulären 1,0-Plateau in nichtlinearen Transconductance-Daten beschreibt den Übergang von unterdrückter zu vollständiger Transmission des ersten Spin-entarteten Subbands. Nach [2, 32] kann dieser Übergang mit der „Kondo-Temperatur“ T_K in Form von Koordinatenpaaren aus Gatespannungswerten und den zugehörigen „Kondo-Bias-Spannungen“ $(V_g, V_{sd}^K) = (V_g, k_B T_K(V_g)/e)$ in Zusammenhang gebracht werden. Trägt man diese im Transconductance-Schaubild auf, markieren sie die Übergangslinie. Entsprechende Datenpunkte sind in der Transconductance von Abb. 6.36(c) eingezeichnet. In der Interpretation bedeutet dies, dass für $V_{sd} < V_{sd}^K$ ein korrelierter Kondo-Zustand existiert, wodurch der Leitwert auf den ganzzahligen Wert erhöht wird. Bei $V_{sd} \geq V_{sd}^K$ wird der Kondo-Zustand zerstört, und man erhält Leitwertunterdrückung durch partielle Spin-Polarisation.

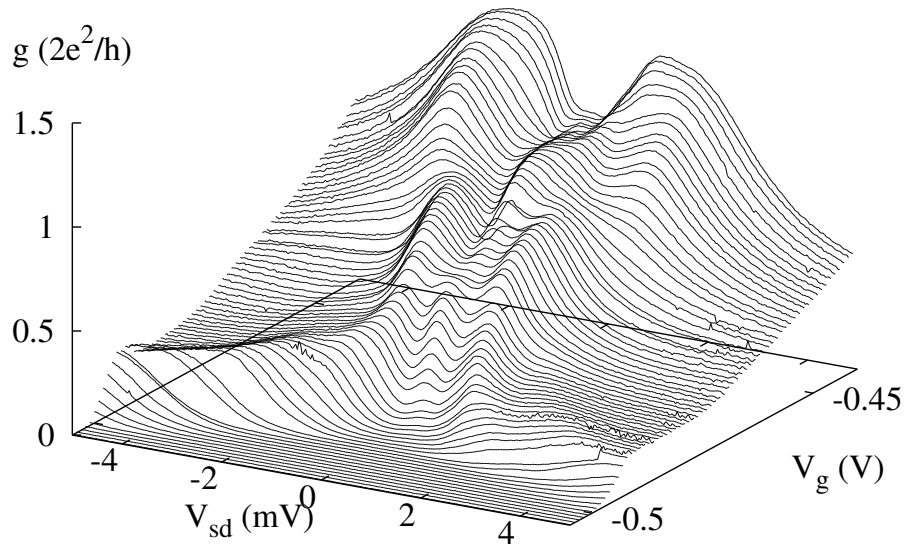
6.3.1 Zero Bias Anomaly - Experimente

In Probe C8lo und C8ro wurde bei nichtlinearen Transportuntersuchungen an QPCs eine klare ZBA in der ersten Stufe beobachtet. Bei QPCs von Probe C8lu und C11ro, die ebenfalls Leitwertanomalien in der Plateaustruktur aufweisen, tritt dagegen keine ZBA auf.

In Abb. 6.37(a) ist die ZBA in QPC F, Probe C8lo dargestellt. Der differentielle Leitwert ist in einem schmalen Bereich um $V_{sd} = 0$ erhöht. Der ZBA-Peak wird beidseitig von Leitwertminima flankiert, bevor er zu den Seitenplateaus bzw. den anomalen Plateaus hin wieder ansteigt. Besonders in der dreidimensionalen Darstellung sieht man deutlich, dass die ZBA auf dem „0,7-Plateau“, das in diesem Fall bei ca. $0,6 g_0$ auftritt, unterdrückt ist. Die Höhe und Halbwertsbreite der ZBA wurden analysiert, indem die kalibrierten Kurven empirisch mit einem Polynom 2. Ordnung mit überlagerter Gaußfunktion angenähert wurden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.38(a) gezeigt. Die obere Kurve zeigt die Halbwertsbreite $\delta V_{FWHM}(g_{\max})$, die untere Kurve die Höhe $\delta g(g_{\max})$, jeweils in Abhängigkeit vom Leitwert g_{\max} im Zentrum der ZBA. Dieser wächst i. Allg. monoton mit der anliegenden Gatespannung. Daher gilt für $\delta V_{FWHM}(g_{\max})$ und $\delta V_{FWHM}(V_g)$ prinzipiell die gleiche Kurvenform. Die Halbwertsbreite der ZBA divergiert für $g_{\max} \rightarrow 0$. Bei wachsendem g_{\max} sinkt sie monoton auf einen konstanten Wert, der bis zum 0,6-Plateau erhalten bleibt. Dort weist sie einen lokalen Peak auf und wächst anschließend zu $g_{\max} = 2e^2/h$ wieder an. Die Höhe der ZBA startet bei $\delta g \simeq 0$ und wächst monoton bis zu einem Maximum unterhalb des 0,6-Plateaus. Auf dem Plateau ist sie unterdrückt, darüber wächst sie zum 1,0-Plateau hin wieder an. In diesem Bereich verschwinden jedoch die Minima, die das Maximum seitlich begrenzen, so dass unklar ist, ob es sich noch um eine echte ZBA handelt.

Die Analyse der Höhe δg stimmt gut mit den entsprechenden Ergebnissen aus [32] überein. δV_{FWHM} wurde dort nur im Bereich ca. $0,4 g_0 < g_{\max} < g_0$ ausgewertet und weist im Gegensatz zu Abb. 6.38(a) bei ca. $0,7 g_0$ ein Minimum auf, was darauf zurückzuführen ist, dass in den Daten kein 0,7-Plateau existiert. Die Tatsache, dass die ZBA in Abb. 6.37(a) den reduzierten Leitwert des 0,6-Plateaus nicht kompensiert, ist nach [32] ein Hinweis auf eine erhöhte Proben temperatur. Auch dort wächst die Halbwertsbreite für $g_{\max} > 0,7 g_0$ an. Der Verlauf korrespondiert über $\delta V_{FWHM} \simeq 2k_B T_K/e$ mit der Kondo-Temperatur $T_K(V_g)$. In Abb. 6.38(b) ist eine entsprechende Analyse der Daten aus Abb. 6.38(a) durchgeführt,

(a)



(b)

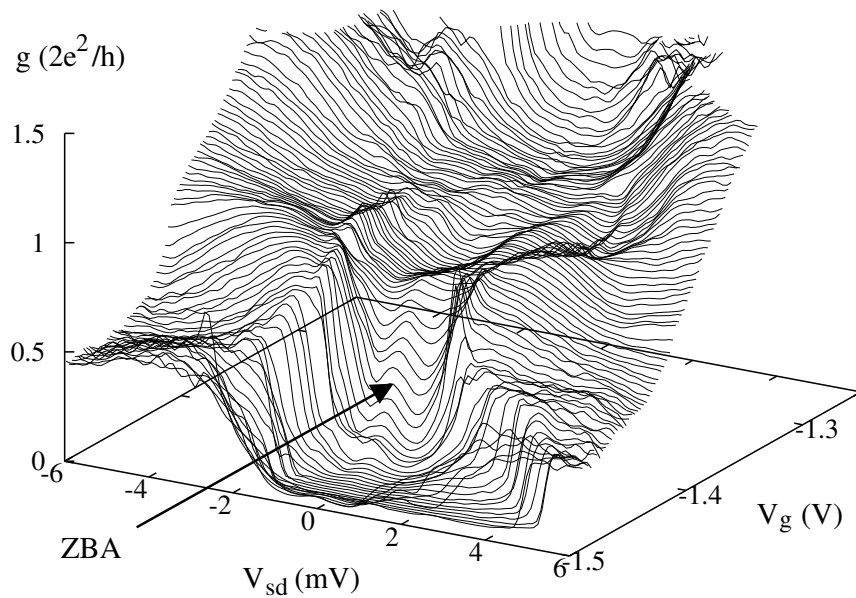


Abbildung 6.37: (a) Nichtlineare Leitwertmessung an einem QPC. Um $V_{sd} = 0$ zieht sich eine ZBA variabler Höhe und Breite bis zum ersten Plateau hinauf (Probe C8lo, PC F). (b) Nichtlineare Leitwertmessung mit ausgeprägter 0,7- und 0,85-Plateaustruktur. Eine ZBA zieht sich bis zum 0,7-Plateau hinauf (Probe C8ro, PC E).

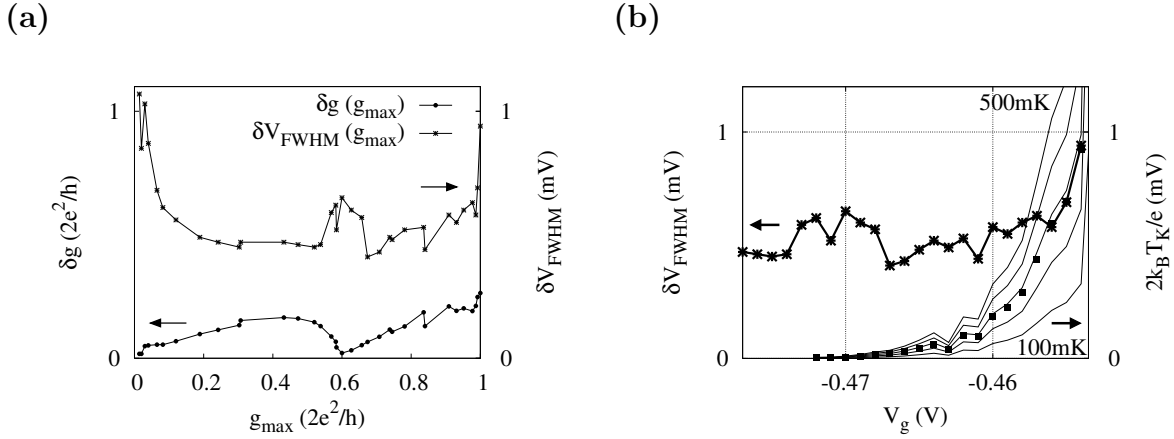


Abbildung 6.38: (a) Höhe und Halbwertsbreite der ZBA aus Abb. 6.37(a) in Abhängigkeit des maximalen Leitwerts im Zentrum der ZBA. Angegeben sind Höhe und Breite der Gaußfunktion des Fits (Probe C8lo, PC F).

(b) $\delta V_{\text{FWHM}}(V_g)$, verglichen mit $2k_B T_K/e$ im Bereich $0,6 g_0 < g < g_0$, für $T = 100$ mK bis 500 mK (durchgezogene Linien), beste Übereinstimmung für $T = 280$ mK (■).

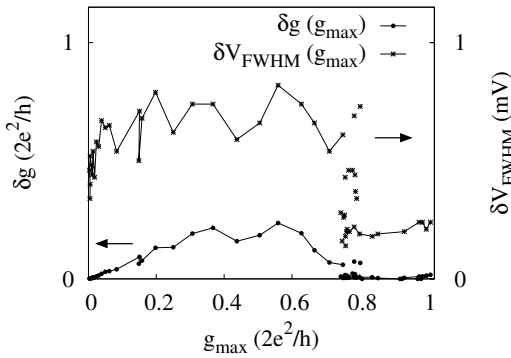


Abbildung 6.39: Höhe und Halbwertsbreite der ZBA aus Abb. 6.37(b) in Abhängigkeit des maximalen Leitwerts im Zentrum der ZBA (Probe C8ro, PC E).

wobei das Verhältnis T_K/T ermittelt werden kann, die genaue Probertemperatur T jedoch unbekannt ist. Die Analyse ist erst oberhalb des 0,7-Plateaus möglich. Eingezeichnet sind die Kurven $2k_B T_K/e$ für $T = 100$ mK bis 500 mK. Eine Übereinstimmung über einen weiten Bereich wie in [32] besteht nicht, da die ZBA durchgehend zu breit ist. Für $T = 280$ mK (markiert mit ■) stimmt der Verlauf nahe des 1,0-Plateaus gut mit δV_{FWHM} überein.

Abb. 6.37(b) zeigt die ZBA an QPC E der Probe C8ro. Auch hier existiert eine lokale Leitwerterhöhung um $V_{\text{sd}} = 0$. Wie in Probe C8lo ist ein starkes „0,7-Plateau“ vorhanden, das hier bei ca. $0,76 g_0$ auftritt, auf dem die ZBA unterdrückt ist. Das Plateau wurde in diesem Fall zuvor als Störstellen-Effekt identifiziert. Die Analyse der ZBA nach bereits erwähntem Vorgehen ist in Abb. 6.39 gezeigt. Die Halbwertsbreite $\delta V_{\text{FWHM}}(g_{\max})$ in der oberen Kurve ist nach einem leichten Anstieg bei $g_{\max} \simeq 0$ annähernd konstant bis zum 0,76-Plateau. Der Verlauf der Höhe $\delta g(g_{\max})$ der ZBA ist analog zu Abb. 6.38(a). Sie wächst mit g_{\max} , nimmt kurz unterhalb des 0,76-Plateaus ein Maximum an und wird auf

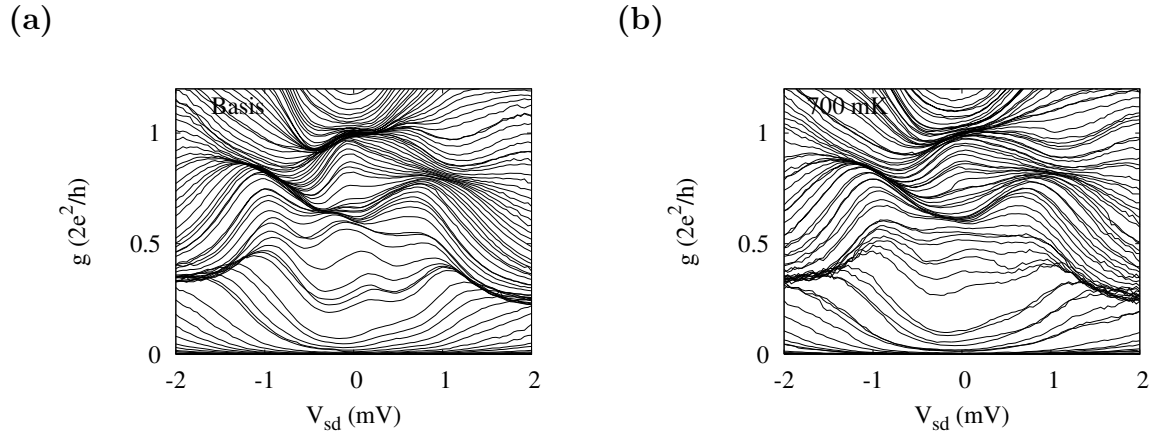


Abbildung 6.40: Nichtlineare Messung der ersten Leitwertstufe nach Subtraktion eines seriellen Widerstandes von $1,8\text{ k}\Omega$ bei (a) 100 mK und (b) 700 mK Mischkammer-Temperaturanzeige. Um $V_{sd} = 0$ ist eine ZBA zu sehen, die mit wachsender Temperatur verschwindet (Probe C8lo, PC F).

dem Plateau unterdrückt. Zwischen $0,76$ -Plateau und $1,0$ -Plateau lässt sich keine ZBA identifizieren. Wie in [32] angesprochen und in Abb. 6.38(a) beobachtet, scheint auch hier ein fundamentaler Unterschied zwischen dem Bereich unterhalb des anomalen Plateaus und dem Bereich zwischen anomalem und erstem ganzzahligen Plateau zu bestehen. In diesem Fall ist die ZBA im zweiten Bereich quasi vollständig unterdrückt, während ihr Verlauf im ersten Bereich demjenigen von Probe C8lo entspricht.

Temperaturabhängigkeit der Zero Bias Anomaly

Abb. 6.40(a) zeigt eine nichtlineare Transportuntersuchung der ersten Leitwertstufe bei $T_{IGH} = 100\text{ mK}$. In Abb. 6.40(b) wurde die gleiche Messung bei $T_{IGH} = 700\text{ mK}$ durchgeführt. Die ZBA verschwindet mit wachsender Temperatur. Wie in Kap. 4.4 ist auch hier der Einfluss der Erhöhung von T_{IGH} weniger stark als erwartet, was die thermische Ankopplung der Probe an die Mischkammer in Frage stellt. Die Halbwertsbreite der ZBA ist schon bei $T_{IGH} = 100\text{ mK}$ recht groß. In Abb. 6.41 ist die Reduktion der ZBA mit der Temperatur exemplarisch an drei Kurven bei verschiedener Gatespannung zu sehen. Außerhalb der ZBA bleibt die Kurve nahezu unverändert, δg sinkt. Anhand dieser Kurven wird die Temperaturabhängigkeit der relativen Höhe $\delta g(T_{IGH})$ und der Halbwertsbreite $V_{1/2}(T_{IGH})$ analysiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.42(a) und Abb. 6.42(b) dargestellt. Die Auswertung erfolgte wiederum über einen Fit durch ein Polynom mit überlagerter Gaußfunktion. Angegeben sind Höhe und Halbwertsbreite der Gaußkurve.

In QDs ist die Halbwertsbreite der ZBA bei tiefen Temperaturen proportional zu der Temperatur. Die Werte $\delta V_{FWHM}(T_{IGH})$ liegen auf einer Ursprungsgeraden, vgl. z.B. [32]. Die Gesamthöhe der ZBA sinkt logarithmisch mit der Temperatur. In Analogie zu QDs könnte man erwarten, dass die ZBA in der ersten Stufe von nichtlinearen Messungen an QPCs ein ähnliches Verhalten aufweist. In [32] wird jedoch festgestellt, dass die relative Höhe der ZBA proportional zur Temperatur sinkt, wobei der Proportionalitätsfaktor

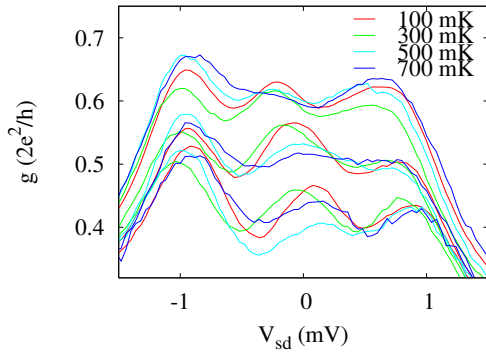
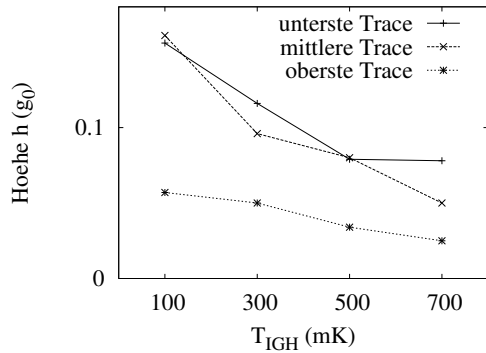


Abbildung 6.41: Exemplarische Kurven einer nichtlinearen Messung bei vier verschiedenen Mischkammer-Temperaturen. Die ZBA verschwindet mit wachsender Temperatur (Probe C8lo, PC F).

(a)



(b)

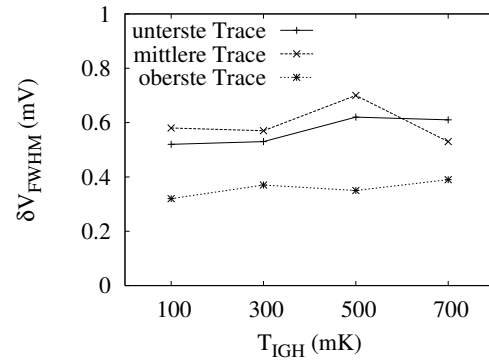


Abbildung 6.42: (a) Relative Höhe $\delta g(T_{IGH})$ der exemplarischen ZBA-Kurven aus Abb. 6.41. Die Höhe nimmt näherungsweise linear mit der Temperatur ab, der Proportionalitätsfaktor hängt vom maximalen Leitwert g_{max} ab (Probe C8lo, PC F).

(b) Halbwertsbreite $\delta V_{FWHM}(T_{IGH})$ derselben Kurven. Die Messpunkte sind nahezu konstant und liegen nicht auf einer Ursprungsgeraden.

für hohe g_{max} größer ist als für niedrige g_{max} . Über das Temperaturverhalten der Halbwertsbreite wird keine Aussage gemacht. Auch in den Kurven aus Abb. 6.42(a) sinkt die relative Höhe näherungsweise linear mit der Mischkammer-Temperatur, wobei in diesem Fall die Kurve mit dem höchsten g_{max} den kleinsten Proportionalitätsfaktor aufweist. Die Halbwertsbreiten δV_{FWHM} sind nahezu konstant. Offenbar verhält sich also die ZBA in QPCs bei Temperaturerhöhung anders als die bekannte ZBA in QDs. Eine Theorie, die das Temperaturverhalten beschreibt, ist bislang nicht bekannt.

Magnetfeldabhängigkeit der Zero Bias Anomaly

In Abb. 6.43 ist eine Serie nichtlinearer Transportuntersuchungen im senkrechten Magnetfeld angeführt. Von Abb. 6.43(b) nach Abb. 6.43(f) wurde die Magnetfeldstärke von $B = 0$ T auf 1 T, 2 T, 3 T und 4 T erhöht. Abb. 6.43(a) zeigt zum Vergleich die linearen

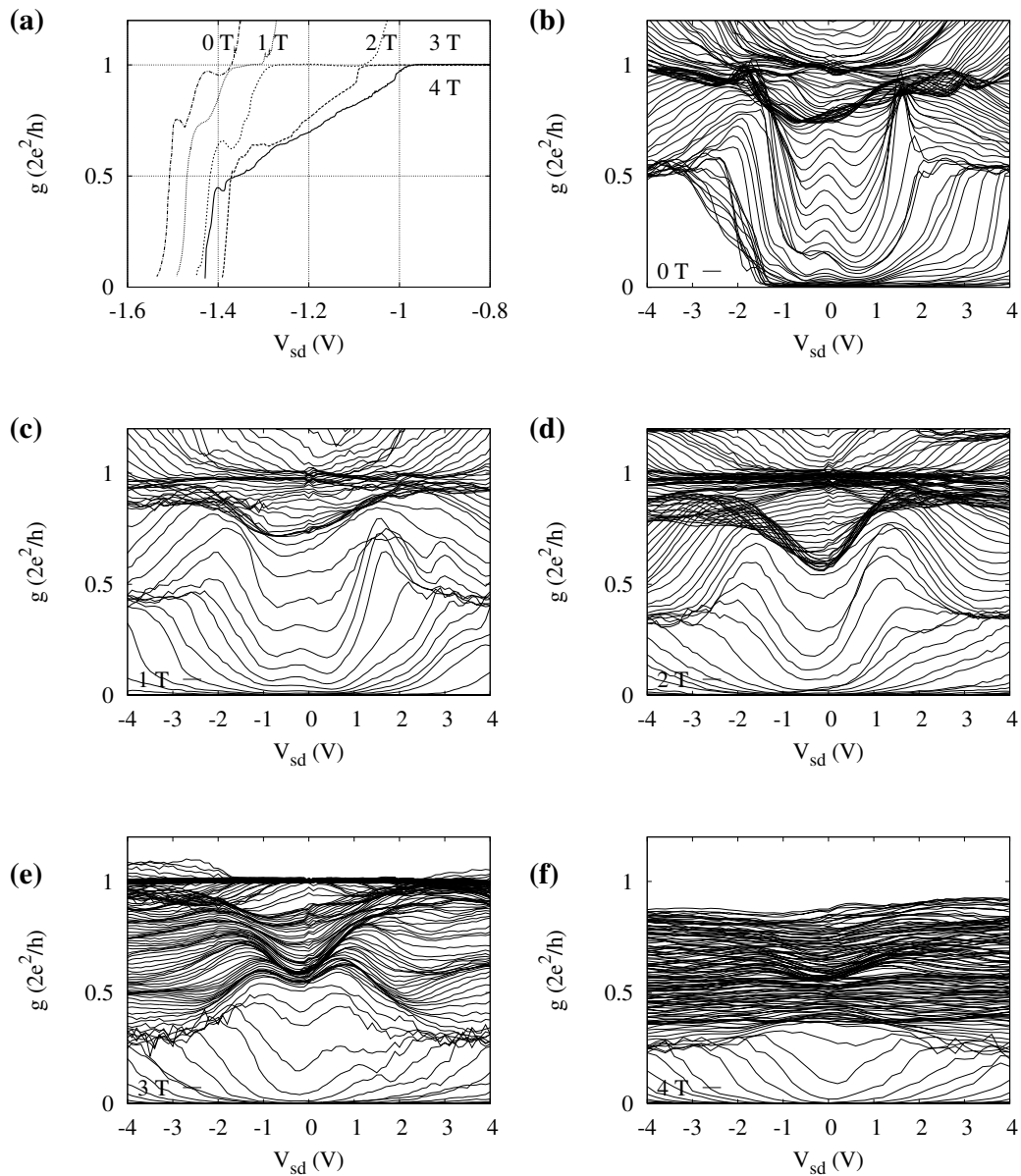


Abbildung 6.43: (a) Lineare Gatekennlinien bei $B = 0$ T bis 4 T. Die Plateaus werden breiter, der Leitwert der 0,7-Struktur sinkt zu $0,5 g_0$ (Probe C8ro, QPC E).

(b) Nichtlineare Messung der ersten Leitwertstufe bei $B = 0$ T nach Subtraktion von $R_0 = 1100 \Omega$. Ausgeprägte ZBA und 0,7-Plateau.

(c) $B = 1$ T, Subtraktion von $R_0 = 1000 \Omega$. Schwache ZBA, ausgeprägtes 0,7-Plateau.

(d) $B = 2$ T, Subtraktion von $R_0 = 500 \Omega$. Die ZBA ist verschwunden, der Leitwert des 0,7-Plateaus sinkt.

(e) $B = 3$ T, Subtraktion von $R_0 = 400 \Omega$. Keine ZBA, das Zusatzplateau nähert sich $0,5 g_0$.

(f) $B = 4$ T, Subtraktion von $R_0 = 500 \Omega$. Keine ZBA, Zusatzplateau nahe $0,5 g_0$.

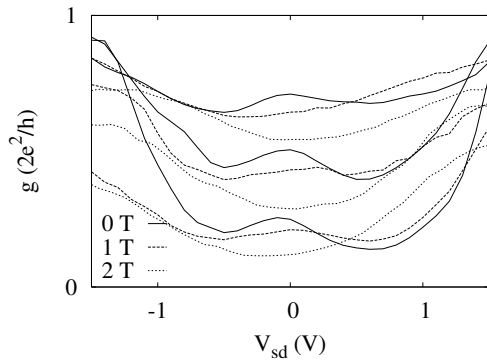


Abbildung 6.44: Drei exemplarische Kurven einer nichtlinearen Messung bei $B = 0$ T, 1 T, 2 T. Die ZBA wird breiter und flacher und verschwindet (Probe C8ro, QPC E, 1 T- & 2 T-Kurven mit V_{sd} -Offset).

Kennlinien bei denselben Feldstärken. An diesen sieht man, dass bei allen Feldstärken eine anomale Plateaustruktur existiert, deren Leitwert von ca. $0,75 g_0$ bei 0 T auf ca. $0,5 g_0$ bei 4 T absinkt. Dies ist der typische Übergang des 0,7-Plateaus auf das Spin-aufgespaltete 0,5-Plateau aus Kap. 6.1.2, der auch im senkrechten Magnetfeld beobachtet wird und sich in den nichtlinearen Messungen ebenfalls abzeichnet. Bei $B = 0$ T erkennt man eine ausgeprägte ZBA, die bei $B = 1$ T bereits deutlich reduziert ist. Bei $B = 2$ T ist das Maximum um $V_{sd} = 0$ vollständig verschwunden. Kurven bei diesen drei Magnetfeldstärken sind in Abb. 6.44 exemplarisch dargestellt. Das Maximum der ZBA wird mit wachsendem Magnetfeld breiter und flacher, bis es vollständig verschwindet. Oberhalb des 0,7-Plateaus ist bei keiner Magnetfeldstärke eine klare ZBA zu erkennen. Sowohl im parallelen als auch im senkrechten Magnetfeld erwartet man eine Aufspaltung der ZBA um den doppelten Betrag der Zeeman-Energie. In dieser Messreihe wirken die Maxima bei $B = 1$ T abgeflacht, was aus der Überlagerung zweier separater Peaks resultieren könnte, aber eine klare Aufspaltung ist nicht zu beobachten.

6.3.2 Nichtlinearer Übergang und Kondotemperatur - Experimente

Nach [2] kann im Rahmen des Kondo-Formalismus der nichtlineare anomale Übergang von den 0,85-Seitenplateaus zum regulären 1,0-Plateau durch die Werte $V_{sd}(V_g) = k_B T_K(V_g)/e$ beschrieben werden. Die „Kondotemperatur“ T_K erhält man aus einer Analyse des Anstiegs vom 0,7-Plateau zum 1,0-Plateau in den linearen Kennlinien. Während die Werte $T_K(V_g)$ temperaturunabhängig sind, führt jede Proben temperatur T zu einer anderen Kennlinie. Die konkrete Kurvenform hängt nach Gl. 6.4 vom Verhältnis T/T_K ab.

Für die Analyse wird idealerweise eine Kennlinienschar bei unterschiedlichen Proben temperaturen, zumindest jedoch eine Kurve bekannter Temperatur benötigt. Die exakte Proben temperatur ist bei uns nicht bekannt, so dass die Lage des nichtlinearen Übergangs nicht berechnet werden kann. Betrachtet man jedoch die Proben temperatur als Fitparameter, so kann umgekehrt analysiert werden, für welche T die Kondo-Daten den Übergang reproduzieren. Aus der Größenordnung des Ergebnisses lässt sich einerseits ablesen, ob dieses Verfahren plausibel ist. Andererseits lässt sich daraus unter der Annahme, dass es zulässig ist, die reale Proben temperatur abschätzen.

Um das Verhältnis T/T_K zu bestimmen, wird der Leitwert der linearen Kennlinien $g(V_g)$ im

Bereich zwischen 0,7- und 1,0-Plateau punktweise mit dem Leitwert $g(T/T_K)$ der „Kondokurve“ aus Gl. 6.4 gleichgesetzt. Dann wird der zugehörige Wert auf der T/T_K -Achse abgelesen, wodurch man eine Zuordnung $V_g \leftrightarrow T/T_K$ erhält. Entsprechende Kennlinien und korrespondierende invertierte Werte $T_K/T(V_g)$ mit $T = \text{konst.}$ sind in Abb. 6.45 gezeigt. T_K kann nur für Gatespannungswerte extrahiert werden, bei welchen der Plateauwert $1,0 g_0$ noch nicht erreicht ist. Aus diesem Grund kann auch der nichtlineare Übergang nur bis zu diesen V_g verfolgt werden, so dass i. Allg. nicht für den gesamten Übergang Fitwerte vorliegen. Wie in [2] hängt die „Kondotemperatur“ T_K in Abb. 6.45(a) bis (d) exponentiell von V_g ab. In der logarithmischen Darstellung lässt sie sich daher mit einer Gerade annähern. Die Steigungen der Geraden sind individuell verschieden.

Die 0,85/1,0-Übergänge der nichtlinearen Daten werden mit Wertepaaren $(V_g, k_B T_K/e)$ überlagert. Dies geschieht grafisch anhand der nichtlinearen Transconductance, wie in Abb. 6.46 zu sehen ist. Einziger freier Parameter ist hierbei die konstante „Probentemperatur“ T . Diese wird so gewählt, dass die Datenpunkte auf der Übergangslinie liegen und deren Kurvenform möglichst gut reproduzieren. In Abb. 6.46(a), (c), (d) und (e) wird der Übergang für die gewählte Temperatur T gut beschrieben. Abbildung (b) zeigt denselben QPC wie (a) bei senkrechter Messrichtung. Hier liegen die Punkte zwar im Übergang, die Form wird jedoch nur mangelhaft beschrieben. Die Werte für T werden aus (a) bis (d) zu 450 mK bis 650 mK ermittelt. Sie liegen merklich über den in 4.4 abgeschätzten Probentemperaturen. Ob dies bedeutet, dass die Kondo-Analyse in dieser Form nicht legitim ist, oder dass die Proben bei nichtlinearen Messungen tatsächlich auf diese Temperaturen erwärmt werden, ist unklar. Die Temperatur in Abb. 6.46(e) ist mit „ $T \simeq 1,9 \text{ K}$ “ unrealistisch hoch. Dies ist konsistent mit der Tatsache, dass hier bereits in der linearen Kennlinie Abb. 6.45(e) nicht das erwartete exponentielle Verhalten beobachtet wird, so dass in der logarithmischen Darstellung keine Fitgerade definiert werden kann. Dies ist ein Beispiel, wie ein Effekt mit scheinbar identischer Phänomenologie bei umfassender Analyse ein anderes Verhalten als vergleichbare Messungen aufweist. Ähnliche Fälle traten bei der Auswertung der Anomalien immer wieder auf.

Mit der beschriebenen Methode wurden in mehreren Messungen der Arbeitsgruppe Übergänge reproduziert, wenn als Fitparameter die Probentemperaturen $T \simeq 450 \text{ mK}$ (siehe Abb. 6.46(a)), 650 mK (Abb. 6.46(c,d)) bzw. 700 mK [3] oder 720 mK [67] angenommen wurden. In anderen Fällen liegen die Fit-Daten für $T \simeq 300 \text{ mK}$ [3] bzw. 500 mK (Abb. 6.46(b)) zwar auf dem Übergang, folgen dessen Form aber nicht. In einem dritten Fall (Abb. 6.46(e)) beschreiben die Punkte den Übergang gut, jedoch nur für eine deutlich überhöhte Temperatur. Im Gegensatz zu [2] treten in den Messungen aus Abb. 6.46 nicht nur 0,85-Seitenplateaus auf, sondern auch mehr oder weniger deutliche anomale 0,7-Plateaus um $V_{sd} = 0$. Diese werden durch den Kondo-Fit nicht beschrieben. In [2] wird der 0,85/1,0-Übergang damit begründet, dass der perfekte Leitwert durch die Leitwert-erhöhung des Kondo-Effekts gewährleistet wird. Dieser Kondo-Zustand werde durch die kritische Source-Drain-Spannung $|V_{sd}| = k_B T_K/e$ zerstört, wodurch man einen Übergang zu reduzierten Leitwerten erhält. In dieser Logik ist das ebenfalls reduzierte 0,7-Plateau sowie vor allem die Übergänge zwischen 0,7- und 0,85-Plateaus in Abb. 6.46(a) nur schwer einzuordnen. Die Auswertung im Rahmen des Kondo-Formalismus liefert damit in vielen Punkten eine gute Übereinstimmung mit der Phänomenologie, scheint aber als umfassende Theorie zur Beschreibung der beobachteten Effekte nicht geeignet/ausreichend zu sein.

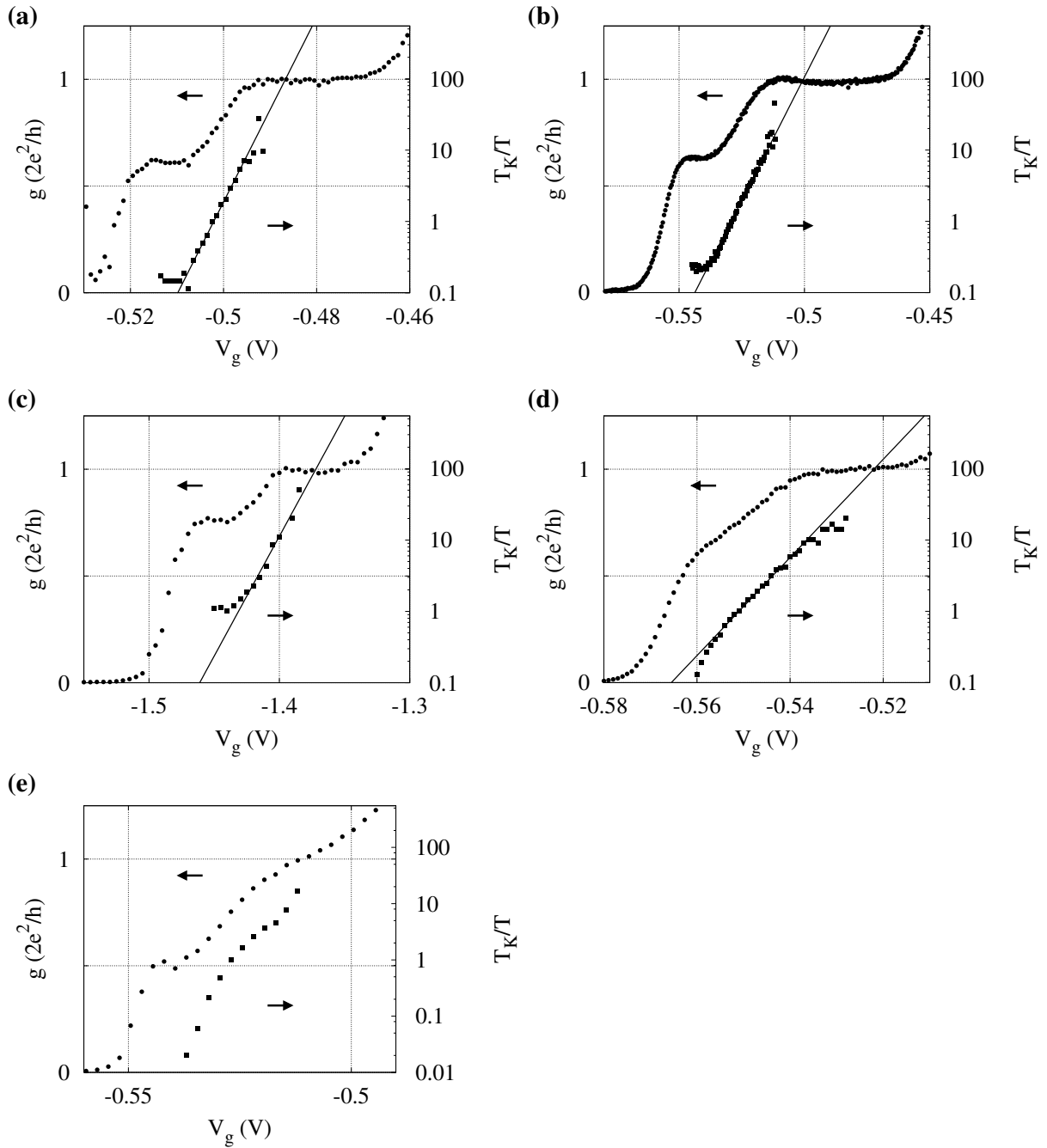


Abbildung 6.45: Auswertung des Verhältnisses aus „Kondotemperatur“ und konstanter Proben temperatur $T_K/T(V_g)$ aus dem Übergang von 0,7-Plateau zu 1,0-Plateau:

(a) Probe C8lo, QPC F: T_K/T wächst im Anstieg exponentiell mit V_g .

(b) Probe C8lo, QPC F: T_K/T wächst im Anstieg exponentiell mit V_g .

(c) Probe C8ro, QPC E: T_K/T wächst im Anstieg näherungsweise exponentiell mit V_g .

(d) Probe C11ro, QPC A: T_K/T wächst im Anstieg exponentiell mit V_g .

(e) Probe C8lu, QPC B: T_K/T wächst nur im unteren Bereich des Anstiegs näherungsweise exponentiell mit V_g . Das erste Plateau ist nur angedeutet.

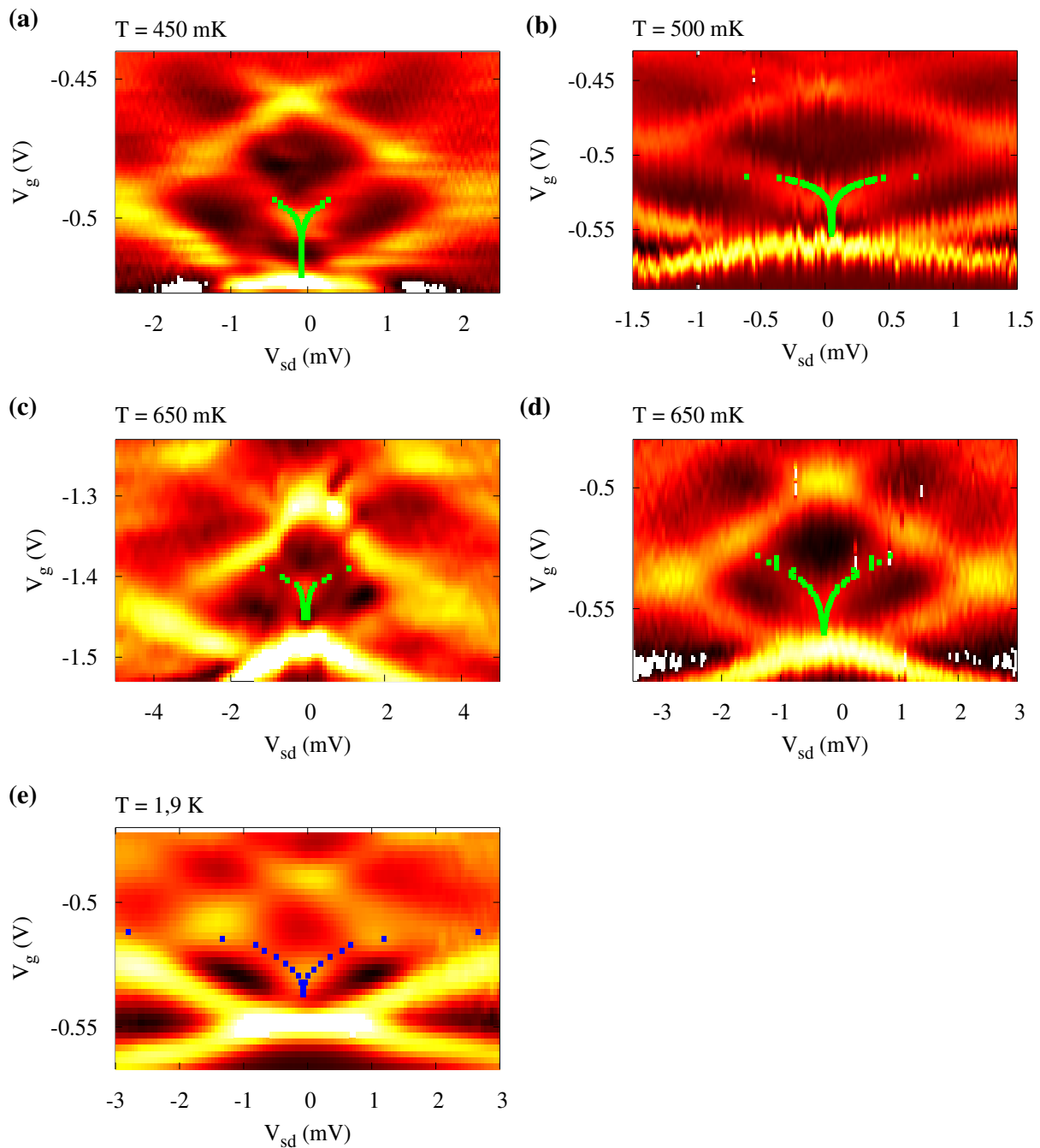


Abbildung 6.46: „Kondofit“ an den nichtlinearen Übergang von den anomalen 0,85-Seitenplateaus zum 1,0-Plateau mit Proben­temperatur T als Fitparameter:

- (a) Probe C8lo, QPC F: Für $T \simeq 450$ mK folgt $k_B T_K/e$ dem Übergang im unteren Bereich.
- (b) Probe C8lo, QPC F: $T \simeq 500$ mK, nur bedingte Übereinstimmung der Kurvenformen.
- (c) Probe C8ro, QPC E: Für $T \simeq 650$ mK folgt $k_B T_K/e$ dem Übergang.
- (d) Probe C11ro, QPC A: Für $T \simeq 650$ mK folgt $k_B T_K/e$ dem Übergang.
- (e) Probe C8lu, QPC B: Der Übergang wird mit unrealistischen „ $T \simeq 1,9$ K“ reproduziert.

6.4 Simulation nichtlinearer Transportuntersuchungen

Ausgehend von Gl. (2.3) in Kap. 2.2 entwickeln Martín-Moreno *et al.* ein numerisches Modell zur Berechnung des differentiellen Leitwerts in nichtlinearen Transportmessungen [10]. Die Einschnürung des QPCs im 2DEG wird als Sattelpunktpotential modelliert. Die Potentialform wird als V_{sd} -unabhängig angenommen, so dass nur die Energie E_0 im Sattelpunkt von V_{sd} abhängt. In der Nähe des Sattelpunkts lässt sich das Potential zu

$$E(x, y) = E_0(V_{\text{sd}}) + \frac{1}{2}m_{\text{eff}}\omega_y^2 y^2 - \frac{1}{2}m_{\text{eff}}\omega_x^2 x^2 \pm g_B \mu_B S B \quad (6.5)$$

mit effektiver Elektronenmasse m_{eff} , Landé-Faktor g_B , magnetischem Moment μ_B , Spin $S = 1/2$, Magnetfeld B , den Koordinaten x, y der 2DEG-Ebene und den zugehörigen Parametern ω_x und ω_y des Sattelpunktpotentials bestimmen. Mit einer Transmissionsfunktion, deren Anstieg thermisch und durch Tunneleffekte verbreitert ist, erhält man für $B = 0$

$$g(V_{\text{sd}}) = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{e^{E_{F_n}/E_1}}{1 + e^{E_{F_n}/E_1}} + \frac{dE_0(V_{\text{sd}})}{d(eV_{\text{sd}})} \left(\frac{e^{E_{F_n}/E_1}}{1 + e^{E_{F_n}/E_1}} - \frac{e^{(E_{F_n} - eV_{\text{sd}})/E_1}}{1 + e^{(E_{F_n} - eV_{\text{sd}})/E_1}} \right) \right] \quad (6.6)$$

als Formel für den differentiellen Leitwert, wobei $E_{F_n} = E_F - E_0(V_{\text{sd}}) - (n + \frac{1}{2})E_2$ mit der Fermienergie E_F ist und E_1, E_2 nur von ω_x und ω_y abhängen. Die modifizierten Fermi-Funktionen in Gl. (6.6) spiegeln den glatten Anstieg der Transmissionswahrscheinlichkeit wider, während die Ableitung der Sattelpunktsenergie das charakteristische Plateausystem erzeugt. Dessen Phänomenologie wird durch den Spannungsabfall und die konkrete Form des Sattelpunktpotentials bestimmt. Die Sattelpunktsenergien der Transportmoden können unter Berücksichtigung von Nichtlinearitäten mit dem polynomialen Ansatz

$$E_0(V_{\text{sd}}) = E_0 - \beta eV_{\text{sd}} + \frac{1}{2}\gamma eV_{\text{sd}}^2 \quad (6.7)$$

beschrieben werden, wobei E_0 das elektrostatische Sattelpunktpotential bei $V_{\text{sd}} = 0$ ist, das sich näherungsweise linear mit der Gatespannung verschiebt. Die numerischen Leitwertdaten werden an die experimentellen Daten angepasst. Dadurch werden die Parameter β und γ ermittelt. β bzw. $(1-\beta)$ beschreibt dabei den Anteil von V_{sd} , der vor bzw. nach dem QPC abfällt. Im Experiment erweist sich, dass unabhängig von der Realisierung des QPCs $\beta \simeq 0,5$ ist. Nur durch diesen symmetrischen Spannungsabfall bilden sich halbzahlige Plateaus aus, sonst würden diese die Werte $g = (n+\beta)(2e^2/h)$ bzw. $g = (n+1-\beta)(2e^2/h)$ annehmen. Der Parameter γ berücksichtigt einen nichtlinearen Spannungsabfall, bedingt durch Asymmetrien im Einschlusspotential. Er führt zu einem Anstieg der Plateaus mit wachsender Source-Drain-Spannung, so dass diese keinen konstanten Leitwert mehr haben und zu höheren Leitwerten hin verschoben sind. Wenn die Abweichungen vom linearen Verhalten zu groß werden, treten keine halbzahligen Plateaus mehr auf.

In seiner Doktorarbeit verwendet C. Höppler dieses Modell zur Datenmodellierung [67]. In den Daten zeigt sich eine leichte Gatespannungs-Abhängigkeit, die durch das Modell [10] nicht beschrieben wird. Sie kann durch einen empirischen Parameter δ , der einen in V_{sd} und V_g nichtlinearen Term einführt, in Gl. (6.7) integriert werden.

$$E_0(V_{\text{sd}}) = E_0 - \beta eV_{\text{sd}} + \frac{1}{2}(\gamma + \delta(E_F - E_0)^2)eV_{\text{sd}}^2. \quad (6.8)$$

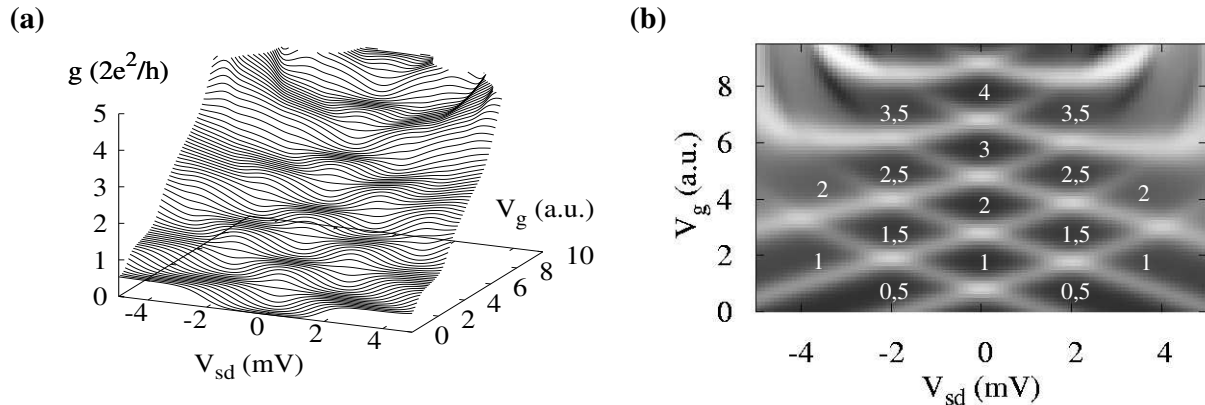


Abbildung 6.47: Simulationen der nichtlinearen Messungen ohne Anomalien, nach [67].
 (a) $g(V_{sd}, V_g)$ bei $B = 0$ T, Plateaus bei ganz- und halbzahligen Vielfachen von $2e^2/h$.
 (b) Transconductance bei $B = 0$ T, ohne Anomalien. Dunkle Rauten entsprechen Plateaus, Ziffern deren Leitwert in Vielfachen von $2e^2/h$, nach [67].

Dieses Modell reproduziert sowohl die Leitwertquantisierung in ganz- und halbzahligen Vielfachen von $g_0 = 2e^2/h$ und die Übergänge zwischen den Plateaus als auch den Einfluss von Asymmetrien im realen Messaufbau. Wie in Abb. 6.47 zu sehen ist, führen die numerischen Daten zu einer guten Übereinstimmung mit typischen experimentellen Daten. Der Gültigkeitsbereich ist allerdings eingeschränkt. Bei hohen Source-Drain-Spannungen sowie für $g < g_0$ ergeben sich Abweichungen. Zudem sind in diesem Modell die Leitwertanomalien nicht berücksichtigt, die das gesamte Plateausystem modifizieren.

6.4.1 Simulation unter Berücksichtigung von Leitwertanomalien

Zur Simulation der Messungen dieser Arbeit muss das durch die Anomalien erzeugte zusätzliche Plateausystem in das numerische Modell integriert werden. Dies geschieht in der Diplomarbeit von D. Schefzyk [3]. In das erweiterte Modell fließen zwangsläufig Annahmen über die Entstehung der Leitwertanomalien ein. Als Ausgangspunkt wird hier die offensichtliche Störung der perfekten Transmissionseigenschaften des QPCs im Bereich geringer Dichte gewählt. Für jede Transportmode durch den QPC wird eine modifizierte Transmissionsfunktion eingeführt und in die Berechnungen nach Gl. (6.6) und Gl. (6.8) eingesetzt. Diese wird als beliebige glatte Funktion $f(x) = \{1 - \exp(-x^2)$ für $x > 0$, 0 für $x < 0\}$ angesetzt, die in der Höhe 0,7 mit einem Stufenversatz der Breite δ nach

$$\delta(V_g) = \begin{cases} 0 & \text{für } (E_F - (\frac{eV_g}{m} + E_i) + d) c < 0 \\ \delta_0 & \text{für } (E_F - (\frac{eV_g}{m} + E_i) + d) c > \delta \\ (E_F - (\frac{eV_g}{m} + E_i) + d) c & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.9)$$

mit der Aufspaltung δ_0 , der Steigung c und dem Offset d versehen ist. Sie ist in Abb. 6.48(a) dargestellt. Der Wert 0,7, bei dem die Stufe auftritt, wird empirisch festgelegt. Die Funktion erfährt eine dynamische Aufspaltung, wenn die Fermienergie ein Subbandminimum

überstreicht. Dieses Bild stimmt qualitativ mit den Interpretationen [113, 123] überein, die das anomale Plateausystem anhand von partieller Spin-Polarisation durch Subbandaufspaltung deuten. Aus dem modifizierten Transmissionsmodell resultieren reguläre und anomale Plateaus in guter Übereinstimmung mit dem Experiment, siehe Abb. 6.48(b). Man erhält folgende Phänomenologie:

- Nichtlinearitäten aus Asymmetrien des QPCs, die bereits in das Modell ohne Anomalien einfließen, lassen sich leicht implementieren und führen zu gekrümmten Übergangslinien. Berücksichtigt man die linear mit $|V_g|$ wachsenden Abstände der regulären Subbänder, erhält man Plateaus, die zum Pinch-Off hin anwachsen. Dieser Effekt ist in der anomalen Transconductance Abb. 6.48(c) zu sehen.
- Der Leitwert der anomalen Plateaus bestimmt sich aus dem empirischen Transmissionswert der Stufe in der Transmissionsfunktion. Dieser legt zugleich die Leitwerte aller anomalen Seitenplateaus fest, die so mit dem linearen Wert verknüpft sind.
- Bei sehr tiefen Temperaturen wird häufig kein 0,7-Plateau beobachtet, sondern nur 0,85-Seitenplateaus, die sich aus einem Punkt bei $V_{sd} = 0$ entwickeln. Auch dieses Verhalten kann mit dem Modell simuliert werden. Die Breite der 0,85-Plateaus wird durch die Breite der Transmissionsstufe bestimmt, die Breite des 0,7-Plateaus ergibt sich aus der Steigung der Geraden, die den Übergangsbereich der Energieaufspaltung beschreibt. Bei sehr flacher Aufspaltung verschwinden die 0,7-Plateaus vollständig. Ein entsprechendes Plateausystem ist in Abb. 6.48(d) skizziert.
- Anstelle der dynamischen Energie-Aufspaltung kann auch eine statische Subbandaufspaltung postuliert werden, bei der eine durchgehende Stufe in der Transmissionsfunktion existiert. Dies entspricht qualitativ dem Magnetfeld-Modell von [10]. Man erhält entsprechend Abb. 6.48(e) zusätzliche Plateaus an jedem Übergang zwischen regulären Plateaus, die im Experiment nicht alle beobachtet werden. Mit diesem Modell können die Anomalien daher nicht beschrieben werden.
- Gl. (6.9) geht von einer Reduktion der Transmission gegenüber der glatten Transmissionsfunktion ohne Anomalien aus. Wählt man umgekehrt eine reguläre Transmission im oberen Bereich der Kurve, und eine dynamisch verstärkte Transmission im unteren Bereich, erhält man die gleiche Anzahl anomaler Plateaus. Diese befinden sich jedoch nicht mehr innerhalb der regulären Rauten, sondern sind am unteren Rand „angehängt“, wodurch sie wie in Abb. 6.48(f) aus den nächst tieferen regulären Rauten „herausgeschnitten“ sind, was im Experiment nicht beobachtet wird.

Zusammenfassend lassen sich die experimentellen Daten mit einer Transmissionsfunktion, die eine energieabhängige dynamische Aufspaltung erfährt, sehr gut modellieren. Geometrische Einflüsse des QPCs können in das Modell implementiert werden. Andere Transmissionsfunktionen führen zu Plateausystemen, die den Messdaten widersprechen, und können daher ausgeschlossen werden. Das Modell liefert jedoch keine Erklärung für den physikalischen Ursprung der Aufspaltung und den quantitativen Wert der Leitwertanomalien.

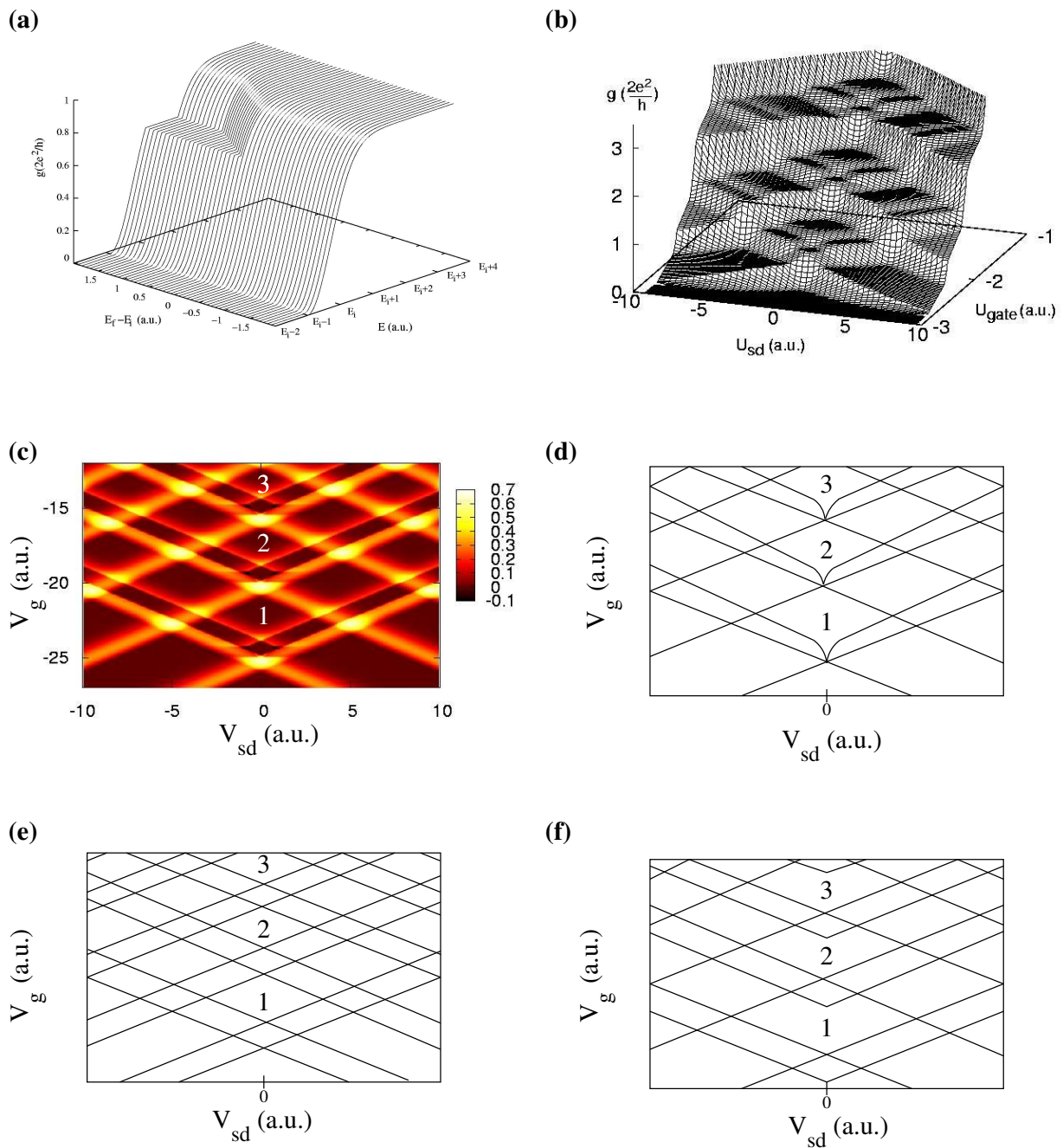


Abbildung 6.48: Simulationen der nichtlinearen Messungen bei $B = 0$ T.
 (a) Modifizierte Transmissionsfunktion bei dynamischer Subband-Aufspaltung [3].
 (b) $g(V_{sd}, V_g)$ mit anomalen Plateaus am unteren Rand der regulären Plateaus [3].
 (c) Transconductance mit zusätzlichen Plateaus durch Anomalien [3].
 (d) Transconductance mit Anomalien bei verschwindenden 0,7-Plateaus.
 (e) Transconductance bei $B > 0$ T oder statischer Energieaufspaltung.
 (f) Transconductance unter der Annahme verstärkter statt reduzierter Transmission.

6.5 Interpretation der Messdaten

Die Literatur zur 0,7-Anomalie ist recht übersichtlich. Mit den hier zitierten ca. 30 Veröffentlichungen ist ein Großteil der bekannten Datenlage abgedeckt. In diesen kristallisieren sich einige wiederkehrende Charakteristika der Leitwertanomalie heraus:

- Der Leitwert der 0,7-Anomalie bewegt sich zwischen $0,5 g_0$ und $0,8 g_0$. Er variiert mit der 2DEG-Dichte und sinkt bei hohen und niedrigen Dichten zu $0,5 g_0$ ab. Die 0,7-Anomalie wird bei niedriger Elektronendichte des 2DEGs breiter, während die ganzzahligen Plateaus verschwinden [109, 110, 113, 114, 132, 133, 134]. Sie kann sich in den nächst höheren Leitwertstufen wiederholen [109, 113].
- Leitwertanomalien treten auch in sehr Störstellen-armen Substraten auf [109, 111, 114] und sind stabil bei lateralem Verschieben des QPC-Potentials [107, 109, 113].
- Bei Temperaturerhöhung bleiben die Leitwertanomalien erhalten bzw. werden verstärkt, während die regulären Plateaus verschwinden [109, 110, 116].
- In einem parallelen Magnetfeld entwickelt sich die 0,7-Anomalie kontinuierlich linear zum Spin-polarisierten 0,5-Plateau, und der g_s -Faktor wächst bei Entvölkerung der Subbänder [2, 107, 109, 112, 116, 135].
- Für $V_{sd} \neq 0$ werden alle nichtlinearen (Halb-)Plateaus, in denen eine Anomalie auftritt, aufgespaltet, wobei sich ihr Leitwert teilweise reduziert. Das 0,7-Plateau geht in 0,85-Seitenplateaus über [109, 115, 117, 122].
- In nichtlinearen Messungen wird um $V_{sd} = 0$ mehrfach ein schmaler Peak im Leitwert beobachtet [2, 10, 32, 115], der als „zero-bias anomaly“ gedeutet werden kann [2, 32].

Aus der Phänomenologie der Plateaustrukturen lassen sich Rückschlüsse ziehen, die als Ausgangspunkt der Interpretation dienen. So werden folgende Punkte hervorgehoben:

- Die 0,7-Anomalie ist eine intrinsische Eigenschaft eines ungestörten ballistischen 1D-Kanals bei geringer Elektronendichte, bei welcher Spin-Effekte eine wichtige Rolle spielen [107, 109, 110, 112, 132, 136]. Vermutlich liegt eine spontane (dynamische) Spin-Polarisation bei $B = 0$ vor, was u.a. durch die Entwicklung zu $0,5 g_0$ im Magnetfeld und die endliche Aufspaltung der Transconductance-Peaks bei $B = 0$ nahegelegt wird [107, 109, 133, 134, 137, 138]. Elektron-Elektron-Wechselwirkungen [109, 115, 116, 132, 137] bei niedriger Dichte verhindern, dass beide Spin-Kanäle gleichzeitig besetzt werden, belegt durch den erhöhten g -Faktor [107].
- Quantitative Analysen zeigen ein thermisch aktiviertes Temperaturverhalten der Anomalie [116, 117], bestätigt durch den nichtlinearen 0,85/1,0-Übergang.
- Die anomale Struktur wird oft als Subbandaufspaltung in ein reguläres und ein anomales oder in zwei anomale Subbänder gedeutet, deren Energieabstand aus einer Analyse der nichtlinearen Transconductance gewonnen werden kann [113, 124].

Umgekehrt werden, ebenfalls aufgrund der Phänomenologie, folgende Ursachen für Leitwertanomalien ausgeschlossen: Es handelt sich um keinen Transmissionseffekt, da sich die 0,7-Struktur in einem Magnetfeld im 0,5-Plateau oder bei Transmission durch zwei serielle Kanäle nicht wiederholt [107, 109, 112]. Es handelt sich nicht um einen Störstelleneffekt, da er sonst mit der Temperatur abgeschwächt würde und sich der Leitwert bei einer lateralen Verschiebung ändern würde, und da er reproduzierbar beobachtet wird [107, 109, 119, 123]. Nach [109, 116, 123] werden die Anomalien nicht durch thermische Verschmierung, energieabhängige Transmissionswahrscheinlichkeit, Spin-Bahn-Effekte oder Einteilcheneffekte wie asymmetrische Barrierenpotentiale oder Resonanzen hervorgerufen. Aufgrund von $g_{\text{anom}} \geq 0,5 g_0$, liegt keine reine Spin-Polarisation vor.

Es werden zwei Wege verfolgt, um den mikroskopischen Ursprung der Leitwertanomalien zu erhellen. Eine Methode besteht darin, die existierenden Messdaten empirisch in mathematische Formeln und physikalische Zusammenhänge umzusetzen.

Die Rolle des Spins wird im Vergleich der nichtlinearen Daten ohne und mit Magnetfeld deutlich, zwischen denen eine direkte Korrespondenz besteht [32]. Messungen eines reduzierten Fano-Faktors im Stromrauschen eines ballistischen eindimensionalen Drahts bestätigen, dass bei der 0,7-Anomalie zwei Kanäle unterschiedlicher Transmission und vermutlich entgegengesetzten Spins vorliegen [135]. [113, 115, 122, 123, 132] gehen davon aus, dass eine Aufspaltung der Spin-entarteten Subbänder stattfindet, sobald die Fermienergie ein Subbandminimum überstreicht. Das anomale Subband verschiebt sich dabei zu höheren Energien. Nach [122, 123] spaltet sich das Subband auf, wenn μ_d das Bandminimum überstreicht, während es für μ_s unverändert bleibt. In [113, 122] wird das Kriterium der Subband-Kreuzung durch einen Energieabstand $\mathcal{O}(4k_B T)$ vom Subbandminimum ersetzt. [123] geht davon aus, dass das anomale Subband erst an das chemische Potential gepinnt ist und dann zur Ausgangsenergie zurückkehrt. Hierfür werden in [122, 123] empirische Formeln aufgestellt. Aus einer Mischung aus Halbplateaus und Spin-Aufspaltung werden Zahlenwerte $(N-1/4)$ und $(N-1/8)$ für die anomalen Plateaus hergeleitet. [113] postuliert eine Äquivalenz zwischen thermischer und Source-Drain-Energie, die jeweils die anomale Energielücke vergrößern.

Die Anomalien ergeben sich durch Spin-Aufspaltung der untersten Bänder und eine Mischung des entarteten g_0 - und eines thermisch aktivierten $0,5 g_0$ -Zustands, wobei ein Rechenmodell für die Zahlenwerte aufgestellt wird. Unter der Annahme thermischer Aktivierung [115, 123, 136] entsteht die Anomalie aus Transmission durch zwei Kanäle, wobei ein Kanal thermisch entvölkert wird, so dass der Leitwert in der ersten Plateauhälfte unterdrückt wird. Damit lassen sich das T - und B -Verhalten und der Wert um $0,7 g_0$ erklären. Es besteht eine Dichte-abhängige Energiedifferenz zwischen den leitenden Kanälen. $V_{\text{sd}}^* = 2k_B T_a / e$ beschreibt einen nichtlinearen Resonanzübergang, wobei man die Aktivierungstemperatur T_a aus Arrhenius-Plots erhält.

2001 wurde in [2, 32] eine Interpretation im Rahmen des Kondo-Formalismus vorgeschlagen. Sie baut auf den experimentellen Indizien einer Zero Bias Anomaly (ZBA) und einer charakteristischen Übergangs-Temperatur auf und erfolgt in Analogie zum Kondo-Effekt in QDs. Wie in QDs wächst die ZBA für $T \rightarrow 0$ an, spaltet in B_{\parallel} linear auf und hat eine Halbwertsbreite, die dem Kondo-Temperatur-Parameter entspricht, mit dem sich die Leitwertkurven auf eine einzige Kurve skalieren lassen. Im Gegensatz zu QDs ist im offenen

System des QPCs nicht klar, wodurch der nötige lokalisierte Spin und damit ein korrelierter Vielkörper-Spin-Zustand erzeugt wird. Dagegen ergibt sich unter Berücksichtigung phänomenologischer Parameter, wie des Hochtemperatur-Limits e^2/h , eine konsistente Deutung der meisten experimentellen Befunde. Der Kondo-Ansatz erklärt den Mechanismus der spontanen Spin-Aufspaltung und den Wert $g_{\text{anom}} > 0,5 g_0$. Der Leitwert $0,7 g_0$ kommt demnach durch eine dynamische Aufspaltung der Spin-Bänder aufgrund von Wechselwirkungen zustande, wodurch nur eine Spin-Richtung voll transmittiert wird, zu der sich bei tiefen Temperaturen ein Kondo-Beitrag addiert, der logarithmisch mit T zerfällt. Bei tiefen T erhöht sich der Kondobeitrag in Form der ZBA und verschiebt die 0,7-Anomalie zum Limit $2e^2/h$ des Kondo-Effekts. Die 0,7-Anomalie kann damit als Übergang von perfekter Quantisierung bei tiefen T zu reduziertem Leitwert bei hohen T mit einer anomal geringen Übergangstemperatur gedeutet werden. Auch der Übergang von den anomalen 0,85-Seitenplateaus zum 1,0-Plateau kann im Kondo-Formalismus erklärt werden, indem Source-Drain-Spannungen $V_{\text{sd}} > V_{\text{sd}}^{\text{K}} = k_{\text{B}} T_{\text{K}}/e$ den Kondo-Zustand aufheben, wodurch die Erhöhung des Leitwerts zerstört wird.

Hinweise, die gegen das Kondo-Modell sprechen, werden in [118, 119] beobachtet, worin QPCs in hohen B_{\parallel} -Feldern untersucht werden. Wenn die Zeeman-Aufspaltung der Subband-Aufspaltung entspricht, kreuzen sich die Bänder N_{up} und $(N+1)_{\text{down}}$. An jeder Kreuzung findet eine spontane Aufspaltung statt, bei der ein Subband einen Sprung in V_{g} aufweist. Diese führt zu Zusatzstrukturen, die sich mit B und T analog zur 0,7-Anomalie verhalten. Demnach tritt bei niedriger Dichte allgemein eine spontane Spin-Aufspaltung auf, wenn sich zwei eindimensionale Bänder kreuzen. An den Kreuzungen wird die Spin-Entartung aufgehoben und eine Energieaufspaltung messbar. Dieser Mechanismus stellt eine zum Kondo-Effekt alternative Deutung dar.

Aussagen zur Plateaustruktur nichtlinearer Messungen sowohl im parallelen als auch im senkrechten Magnetfeld sind spärlich und widersprüchlich. Während in [10] vorhergesagt wird, dass durch Aufhebung der Spin-Entartung alle Halb- und Viertelplateaus sichtbar werden müssten, wird in [32] die gleiche Struktur wie für Leitwertanomalien bei reduzierten Werten beobachtet, bei der nur ein Teil der möglichen Viertelplateaus auftritt.

Als zweiter Zugang zum Ursprung der Anomalien existiert eine Anzahl theoretischer Abhandlungen, in welchen hauptsächlich hergeleitet wird, wie/ob in offenen QPC-Systemen ein lokalisierter Spin-Zustand bzw. eine dynamische Spin-Polarisation zustande kommen kann. Nach dem Theorem von Lieb und Mattis [139] ist eine Spin-Polarisation in eindimensionalen Kanälen prinzipiell ausgeschlossen. Da es sich bei realen QPCs jedoch um quasi-eindimensionale Kanäle handelt, die adiabatisch in zweidimensionale Elektronenreservoirs übergehen, muss das Theorem nicht gelten. Mittlerweile wurde in diversen Veröffentlichungen die Möglichkeit einer Aufhebung der Spin-Entartung in QPCs bei niedriger Dichte in Analogie zu einem ferromagnetisch geordneten Grundzustand [140] bestätigt. Als Ursache werden verschiedene effektive Transmissionsbarrieren für die zwei Spin-Richtungen, die in einem leitenden und einem Tunnelkanal resultieren [126, 127, 141], Phasenübergänge [128] oder Ladungsdichte-Wellen [142] genannt. [131] gelangt für verschiedene Temperaturregimes zu reduzierter Transmission für $T > T_{\text{K}}$ bzw. zu einem Kondoproblem für $T < T_{\text{K}}$. Bislang liefert keine der Theorien ein quantitatives Modell für die Leitwerte der anomalen Plateaus in Abhängigkeit von den äußeren Parametern.

Einordnung der Daten dieser Arbeit

In dieser Arbeit sind Messungen an verschiedenen QPCs gezeigt, in denen die Parameter Temperatur, Magnetfeld senkrecht zum 2DEG, laterale Position der QPC-Potentiallandschaft und Source-Drain-Spannung systematisch variiert wurden. Dabei werden Anomalien beobachtet, deren Verhalten mit der Literatur verglichen wird. Streckenweise folgt die Arbeit der Argumentation des Kondo-Formalismus, um deren Aussagen zu überprüfen. In allen Messungen ist die Signatur von Rauschen oder Störstellen zu beobachten, so dass deren Beitrag stets berücksichtigt werden muss.

Eine zentrale Frage ist, welcher Mechanismus den anomalen Plateaus jeweils zugrunde liegt. Wie in [143] erwähnt, ist nicht jedes Zusatzplateau eine „echte“ („intrinsische“) 0,7-Anomalie. Dort werden in langen Drähten mit Störstellen Transmissionseffekte in Form von „0,8-Plateaus“ beobachtet, die bei Erhöhung von Temperatur oder Magnetfeld verschwinden. Intrinsische 0,7-Anomalien werden erst durch ihre typische Temperaturentwicklung im Zusammenhang mit weiteren Charakterisierungsmerkmalen identifiziert.

In den Messungen dieses Kapitels entsprechen die meisten anomalen Plateaus den Erwartungen aus Literatur und Theorie. Das „0,7-Plateau“ von Probe C8ro stellt hierbei eine Ausnahme dar. Es weicht konsequent von den Erwartungen ab und kann damit im Gegensatz zu den intrinsischen Anomalien als „Störstellen-Anomalie“ identifiziert werden.

Eine Überprüfung der Messdaten im Hinblick auf die zuvor aufgelisteten typischen Charakteristika der 0,7-Anomalie zeigt:

- Auch in dieser Arbeit tritt die 0,7-Anomalie nicht bei einem konstanten Wert auf, sondern bewegt sich je nach QPC zwischen $0,53 g_0$ und $0,82 g_0$. Laut Literaturangaben ist die Höhe sensibel von der Dichte des 2DEGs abhängig. Möglicherweise weist die Tatsache, dass der Leitwert schwankt, obwohl immer dasselbe Substrat verwendet wurde, auf lokale Dichteveränderungen hin.
- In allen vorliegenden Messungen ist der Einfluss von Störstellen im Material und/oder elektronischem Rauschen zu beobachten. Die intrinsische 0,7-Anomalie ist dennoch beim lateralen Verschieben des QPCs stabil in dem Sinn, dass ihr Leitwert an das ebenfalls gestörte 1,0-Plateau gekoppelt bleibt. Anomalien mit variierender Höhe konnten dagegen konsistent als Störstellen-Anomalie identifiziert werden.
- Die intrinsische Anomalie bleibt erhalten, wenn die Temperatur der Mischkammer von Basistemperatur auf 700 mK erhöht wird, während der Übergang zum 1,0-Plateau leicht verbreitert wird. Dies steht im Einklang mit den Beobachtungen anderer Gruppen. Am QPC, dessen Zusatzplateau als Störstellen-Effekt erkannt wurde, verschwindet die Anomalie im Gegensatz dazu mit der Temperatur.
- Wie in der Literatur im parallelen Magnetfeld wird in einem senkrechten Magnetfeld beobachtet, dass sich das 0,7-Plateau mit wachsendem B -Feld langsam in Richtung des Spin-aufgespalteten 0,5-Plateaus verschiebt. Die Magnetfeld-Entwicklung deutet damit auch in der vorliegenden Arbeit auf eine partielle Spin-Polarisation der 0,7-Anomalie hin. Die Plateaustruktur der nichtlinearen Transconductance bleibt unverändert und wird nur in V_{sd} - und V_g -Richtung skaliert, da der Subband-Abstand

wächst. Im senkrechten Magnetfeld sind die Messdaten vom Quanten-Hall-Effekt überlagert, wodurch sich schwer zu trennende Effekte ergeben. Die Entwicklung der linearen Transconductance im Magnetfeld weist eine reiche Substruktur auf, die nur teilweise mit den Spin-polarisierten quantisierten Plateaus und der 0,7-Anomalie erklärt werden kann. In manchen Fällen werden unterhalb des 1,0-Plateaus mehrere weitere Plateaus beobachtet, die z.T. auf einen kleinen B -Feld-Bereich beschränkt sind. Hier sollte weiter geforscht und mit der Theorie verglichen werden, da diese Messungen bisher in der Literatur nicht vertreten sind.

- In nichtlinearen Messungen wurde in Übereinstimmung mit der Literatur eine Aufspaltung der ganz- und halbzahligen quantisierten Plateaus nahe des Pinch-Offs durch die Anomalien beobachtet. Jedes ganzzahlige Plateau wird in vier Teilplateaus mit Werten um $1,0 g_0$, $0,85 g_0$ und $0,7 g_0$ (bzw. analog für höhere Plateaus) aufgeteilt, jedes halbzahlige in zwei Teilplateaus bei ca. $1,5 g_0$ und $1,4 g_0$. In der Literatur ist das 0,7-Plateau bei Basistemperatur normalerweise unterdrückt, und die 0,85-Seitenplateaus haben gekrümmte Übergangslinien zum 1,0-Plateau, die direkt aus der 0,7-Schulter entspringen. Im Gegensatz dazu wurden hier vorwiegend klar definierte 0,7-Plateaus und gerade Übergangslinien beobachtet. Diese verlaufen nicht parallel zu den Begrenzungslinien der Rauten, sondern haben eine höhere Steigung $\partial V_g / \partial V_{sd}$. Laut Theorie erwartet man ein 0,7-Plateau erst bei höheren Temperaturen. Demnach ist entweder die Basistemperatur des Kryostats mit wenigen 100 mK gegenüber den Messungen anderer ausreichend erhöht, um diesen Effekt hervorzurufen, oder der Aufspaltungsmechanismus wird durch andere Faktoren verstärkt.
- Eine Leitwertserhöhung um $V_{sd} = 0$ wurde an zwei QPCs beobachtet, in allen anderen Messungen nicht. In einem QPC zieht sie sich von 0 bis $1 g_0$ hinauf und ist auf dem 0,7-Plateau unterdrückt. Im Fall des QPCs mit Störstellen-Anomalie existiert sie von 0 bis zum 0,7-Plateau und ist darüber vollständig unterdrückt.

Intrinsische und Störstellen-Anomalien wurden in dieser Arbeit anhand ihres abweichenden Verhaltens bei Temperaturerhöhung und bei Verschieben des QPCs im 2DEG unterschieden. Dabei ergibt sich für beide Arten eine vergleichbare nichtlineare Transconductance.

Für die Simulation des anomalen Plateausystems wurde angenommen, dass eine Energie-Aufspaltung stattfindet, wenn ein Subband die Fermi-Energie überquert. Dabei geht die perfekte Transmission in den – willkürlich festgelegten – Transmissionskoeffizient 0,7 über. Aus dem Vergleich mit den Messdaten wird ersichtlich, dass es sich um eine reduzierte statt einer erhöhten Transmission handelt, dass die Aufspaltung dynamisch, d.h. energieabhängig sein muss, und dass das Auftreten und die Breite des 0,7-Plateaus sowie die Krümmung der Übergangslinien sensibel vom Verlauf der Aufspaltung abhängen. Der Aufspaltungsmechanismus und der Wert der 0,7-Anomalie werden dadurch nicht erklärt.

Im Rahmen des Kondo-Formalismus wurden die „ZBA“ in QPCs und der nichtlineare 0,85/1,0-Übergang analysiert. Dabei musste die Proben temperatur T als Fit-Parameter verwendet werden, da sie nicht genau bekannt ist. Die Auswertung der Höhe und Halbwertsbreite der ZBA steht weitgehend im Einklang mit den Ergebnissen aus [2]. Die funk-

tionale Abhängigkeit weicht in beiden Arbeiten von der Erwartung für QDs ab, eine Theorie für QPCs existiert noch nicht. Auf dem 0,7-Plateau, das nur im vorliegenden Fall vorhanden ist, wird die ZBA fast vollständig unterdrückt. Dadurch zerfällt sie in die Bereiche $0 < g < 0,7g_0$ und $0,7g_0 < g < g_0$. Im unteren Bereich existiert sie in beiden QPCs, also auch für die Störstellen-Anomalie. Im oberen fehlt sie bei der Störstellen-Anomalie vollständig. Dies zeigt, dass die beiden Bereiche getrennt betrachtet werden müssen. Die untere ZBA scheint von der 0,7-Anomalie völlig unabhängig, die obere dagegen möglicherweise mit ihr verknüpft zu sein, wobei sie nicht in allen Messungen mit 0,7-Anomalien auftritt. Die Beschreibung der Halbwertsbreite mit $2k_B T_K/e$ ist prinzipiell erst oberhalb von $0,7g_0$ möglich. Sie trifft hier nur sehr eingeschränkt unmittelbar vor dem 1,0-Plateau zu.

Zur Ermittlung von T_K benötigt man die universelle skalierte Leitwertkurve $g(T/T_K)$ der modifizierten Kondo-Form mit Hochtemperatur-Limit $0,5g_0$ aus Abb. ??(a). Für hohe Temperaturen weicht diese in [2] selbst von den Messdaten ab und suggeriert einen höheren Grenzwert. Die Auswertung des nichtlinearen 0,85/1,0-Übergangs mit T_K führt zu gemischten Aussagen. Der Übergang wird in den meisten Daten näherungsweise beschrieben, jedoch nur für angenommene Proben temperaturen, die deutlich höher als erwartet sind. In einem Fall ist eine völlig unrealistische Temperatur nötig, um den Übergang zu reproduzieren. Auch der nichtlineare Datensatz der Störstellen-Anomalie lässt sich mit demselben Formalismus anfitzen. Da im Gegensatz zu [2] immer ein 0,7-Plateau auftritt, das durch die Kurve nicht berücksichtigt wird, ist fraglich, ob die Analyse hier legitim ist.

Die linearen Kennlinien folgen einem aktivierten Temperaturverhalten, wobei $T_K(V_g)$ exponentiell von der Gatespannung abhängt. Da die Proben temperature nicht genau bekannt ist, und da keine systematischen Temperaturkurven-Scharen aufgenommen wurden, konnten keine Arrhenius-Plots aufgetragen werden. Das thermische Aktivierungsmodell von Kristensen *et al.* und das aktivierte Verhalten im Rahmen des Kondo-Formalismus sind nahezu identisch, phänomenologisch motiviert und unterschieden sich im Wesentlichen nur um einen konstanten Vorfaktor. Daher lässt sich hier nicht sagen, welches Modell auf die Messdaten besser zutrifft. Zur Motivation eines exponentiell wachsenden Skalierungsparameters wäre das Kondo-Modell aber nicht zwingend nötig.

Der Kondo-Formalismus liefert weitgehend eine gute phänomenologische Beschreibung der Messdaten. Er beschreibt allerdings auch Messdaten mit Parametern, die quantitativ unrealistisch sind, und Daten, die von einer Störstellen-Anomalie herrühren. Umgekehrt ist er nicht in der Lage, alle auftretenden Effekte (wie z.B. das 0,7-Plateau) zu erklären. Er ist damit ein praktisches Hilfsmittel, aber zumindest in dieser Form nicht als vollständige Theorie für die 0,7-Anomalie geeignet. Eine umfassende quantitative Theorie für den Leitwert der anomalen Plateaus steht weiterhin aus.

7 Proben mit Resorcinarene-Lack

7.1 Herstellungsverfahren für Nanostrukturen

Für sämtliche bisher in dieser Arbeit diskutierte Proben wurde die Split-Gate-Technologie verwendet. Zur Nanostrukturierung des 2DEGs von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen existieren jedoch noch weitere Ansätze. Ein Vorteil der Split-Gate-Technologie ist, dass sie gut etabliert ist, da sie schon seit den frühen Anfängen auf dem Gebiet der Transportuntersuchungen zur Probenherstellung verwendet wird (siehe z.B. [144, 145] von 1986). Split-Gates ermöglichen durchstimmbare Strukturen mit vielen freien Parametern. Ihr Nachteil ist, dass sie elektrostatisch sehr empfindlich sind, außerhalb des Kryostats durch ständige Erdung geschützt werden müssen und meist keinen Aus- und erneuten Einbau überstehen. Eine Anordnung, die entwickelt wurde, um robustere wieder verwendbare Nanostrukturen in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen herzustellen, sind durchstimmbare *in-plane gates*, die in [146, 147] erstmals vorgestellt wurden. Hier wurden unter Verwendung eines *focused ion beam* isolierende Linien in der Heterostruktur erzeugt. Mit diesen wird die Substratoberfläche direkt strukturiert, so dass separate Bereiche des 2DEGs als steuerbare Gates für die dazwischen eingeschlossenen Nanostrukturen dienen. Alternativ können mit isolierenden Linien oder Flächen nicht-durchstimmbare Barrieren im 2DEG definiert werden, während die Variation des Potentials über metallische *top gates* erfolgt. Eine weitere Realisierung für *in-plane gates* ist die Ätzgrabenmethode, bei der per Elektronenstrahl-Lithografie nur die Kontur der Nanostruktur definiert und mit reaktivem Ionenätzen oder nasschemischem Ätzen in das Substrat übertragen wird [117, 148, 149, 150, 151]. Auch durch mechanische Strukturierung mit der Spitze eines *atomic force microscope* (AFM) können Nanogräben in die Oberfläche geritzt werden, die durch Bandkantenverbiegung isolierende Linien im 2DEG erzeugen [152, 153]. Eine kombinierte Ätzgrabenmethode mit AFM-Strukturierung ist das „dynamische Pflügen“ [154, 155, 156, 157, 158]. Hiermit lassen sich schmale Ätzgräben erzeugen, indem die AFM-Linien in eine ca. 5 nm dicke Lack-schicht gekratzt und anschließend nasschemisch in die Heterostruktur übertragen werden, während die Ansteuerung über ein *top gate* erfolgt. Eine ähnliche Methode mit recht geringen Linienbreiten ist die LAO (lokale anodische Oxidation), bei welcher die Oberfläche mit einer AFM-Spitze bei hoher Umgebungsfeuchtigkeit lokal oxidiert und die Linie damit durch Bandkantenverbiegung definiert wird [159, 160, 161, 162, 163]. Dies ist nur bei 2DEGs geringer Tiefe (bis ca. 40 nm [161]) möglich. Mit diesen Methoden gewinnt man an Stabilität, verliert jedoch z.T. freie Parameter, die ggf. durch zusätzliche *top-* oder *back-gates* wieder eingeführt werden können.

All diese Verfahren haben den Nachteil, dass sie nicht parallelisierbar sind - man kann ein Gate durch die Einschränkung auf die zwei Dimensionen der Oberfläche jeweils nur für eine oder sehr wenige Nanostrukturen verwenden. Um diese Einschränkung zu überwinden,

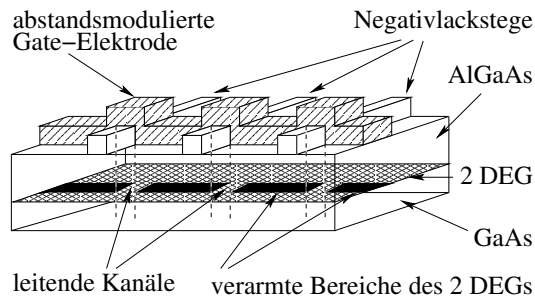


Abbildung 7.1: Abstandsmoduliertes Goldgate über Resorcinarene-Stegen, aus [4].

gibt es die Möglichkeit, mehrere Nanostrukturen im 2DEG durch durchgängige metallische Gates zu erzeugen und anzusteuern, deren Abstand von der Oberfläche durch ein Dielektrikum moduliert wird. Dadurch wird das 2DEG lokal von der Gatespannung abgeschirmt. Alternativ lässt sich die Potentialmodulation realisieren, indem das Gate in Form einer Brücke über das Substrat geführt und nur stellenweise verankert wird [164, 165, 166, 167]. Diese Variante ist allerdings technologisch sehr aufwändig und extrem sensitiv. In [168] wurde das 2DEG lokal mit einem *focussed ion beam* zerstört, um parallele eindimensionale Kanäle zu erzeugen. In einem frühen Versuch mit Dielektrikum wurden kleine Löcher in flächigem Si_3N_4 geöffnet [169]. Damit erhält man stabile Strukturen, doch auch dieses Verfahren ist aufwändig und zudem potentiell 2DEG-schädigend. Dies lässt sich vermeiden, indem man einen hochauflösenden Elektronenstrahl-Negativlack als Dielektrikum verwendet, der durch konventionelle Elektronenstrahl-Lithografie strukturiert werden kann. Mit Hilfe von Lackmustern lassen sich parallele Strukturen erzeugen [4, 170, 171, 172], oder es lassen sich isolierte Bereiche der Oberfläche von oben kontaktieren [173, 174]. Da die metallischen Gates durchgängig sind, vermeidet man Potentialdifferenzen, wie sie bei Split-Gates an den Strukturenden entstehen können, und erhöht die elektrostatische Stabilität. Allerdings sind zur Herstellung zwei Elektronenstrahl-Belichtungen gegenüber nur einer Belichtung bei Split-Gates nötig. Im Gegenzug braucht man pro Nanostruktur oft weniger Zuleitungen, da bei Split-Gates zwei Gates benötigt werden, um eine Einschnürung zu definieren, die bei Lackmustern mit nur einem Gate definiert werden kann. In diesem Fall ist die Gatespannung zu beiden Seiten der Einschnürung identisch, während bei Split-Gates eine beliebige Potentialdifferenz zwischen den Gate-Hälften gewählt werden kann.

Eine konkrete Anwendung für eine Lackmuster-Struktur besteht z.B. in vielen parallelen QPCs, die mit einem einzigen Gate angesteuert werden [175, 176]. In einem ersten Schritt werden mit Elektronenstrahl-Lithografie parallele Stege in einem Negativlack erzeugt, die die Breite der gewünschten QPCs haben. In einem zweiten Schritt wird, wie in Abb. 7.1 gezeigt, ein schmales metallisches Gate quer über diese Stege gelegt. Die Herstellung des Metallgates erfolgt entsprechend dem bekannten Vorgehen für Split-Gates. Man benötigt nun einen geeigneten Elektronenstrahl-Negativlack, aus dem das nanostrukturierte Dielektrikum erzeugt werden kann. Da die Abmessungen der Nanostrukturen von der Größenordnung der Fermiwellenlänge (ca. 50 nm) sind, kommt nur ein hochauflösender Lack in Frage. Das laterale Auflösungsvermögen von handelsüblichen Lacken wie z.B. AZPN114 (ca. 100 nm [177]) ist in vielen Fällen ungenügend. An den Lack werden fol-

gende Anforderungen gestellt:

- Kompatibilität mit dem restlichen Herstellungsprozess
- Stabilität gegenüber allen weiteren Prozessschritten
- Gute Handhabbarkeit, einfache Prozessierung
- Gutes laterales Auflösungsvermögen im Bereich von wenigen Nanometern
- Niedrige Dielektrizitätskonstante zur effektiven Abschirmung des 2DEGs

1996 wurde die aromatische Verbindung Hexaacetat-p-methylcalix[6]arene aus der Klasse der Calixarene als Elektronenstrahl-Negativlack mit hoher Auflösung vorgeschlagen [178] und in der Folge charakterisiert [171, 179] und für parallele QPCs eingesetzt [171]. In seiner Doktorarbeit untersuchte F. Panteleit als Alternativen die drei kommerziell erhältlichen Verbindungen Calix[4]arene ($C_{28}H_{24}O_4$), 4-tert-Butylcalix[6]arene ($C_{66}H_{84}O_6$) und C-Methylcalix[4]resorcinarene ($C_{32}H_{32}O_8$) auf ihre generelle Eignung als Negativlack für die Nanostrukturierung von 2DEGs hin [4]. Anschließend wurden C-Methylcalix[4]-resorcinarene als Negativlack für parallele QPCs angewendet.

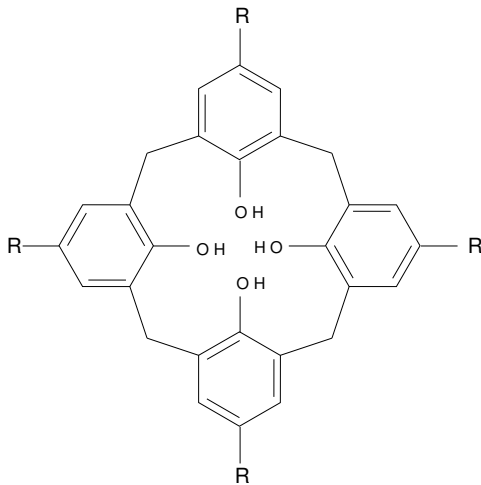
7.2 Calixarene & Resorcinarene

Calixarene sind aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen, deren charakteristische „Kelchform“ sie für Anwendungen in Chemie und Physik interessant macht. Es handelt sich dabei um vorwiegend synthetisch hergestellte makrozyklische Verbindungen aus Phenolringen, die über Methylen-Brücken verbunden sind [180, 181]. In ihrer Nomenklatur wird die Anzahl $n \simeq 3$ bis 20 der phenolischen Einheiten in Klammern aufgeführt (Calix[n]arene), wobei Formen mit $n = 4, 6, 8$ die überwiegende Mehrheit bilden. Substitutionen schlagen sich als Vorsilben nieder [180]. Der Durchmesser des Kelchs ergibt sich aus der Anzahl der Phenolringe und misst für Calix[4]arene (siehe Abb. 7.2(a)) ca. 3,0 Å. Seit ca. 1970 wurden Hunderte von Derivaten verschiedener Größe und mit unterschiedlichen funktionellen Gruppen synthetisiert und untersucht. Die Herstellung erfolgt aus leicht erhältlichen Ausgangsmaterialien. Die meisten Calixarene haben einen Schmelzpunkt von über 250 °C, sind wasserunlöslich und begrenzt in organischen Lösungsmitteln löslich.

Resorcinarene sind eine Klasse von Aromaten, deren Struktur derjenigen der Calixarene sehr ähnlich ist. Sie unterscheiden sich hauptsächlich durch die Anordnung der OH-Gruppen. In der Herstellung und ihren chemischen Eigenschaften weichen die Substanzen jedoch deutlich voneinander ab [182]. Die ersten Resorcinarene wurden 1872 entdeckt [183], ihre Strukturformel wurde 1968 durch Röntgenanalyse bestimmt [184]. Die allgemeine Struktur von Resorcin[4]arene ist in Abb. 7.2(b) gezeigt. Aus der Seitenansicht Abb. 7.3(a) wird die typische kelchförmige Anordnung sichtbar. Im Allgemeinen weisen Resorcinarene eine bessere Löslichkeit als Calixarene auf und sind dadurch besser zur Schichtbildung geeignet [182].

In den letzten Jahrzehnten wurden sowohl Calixarene als auch Resorcinarene ausgiebig auf Anwendungsmöglichkeiten in den Gebieten Chemosensorik, Materialwissenschaften, Optoelektronik u.v.a. untersucht. Für die Halbleiterphysik sind sie als hochauflösende

(a)



(b)

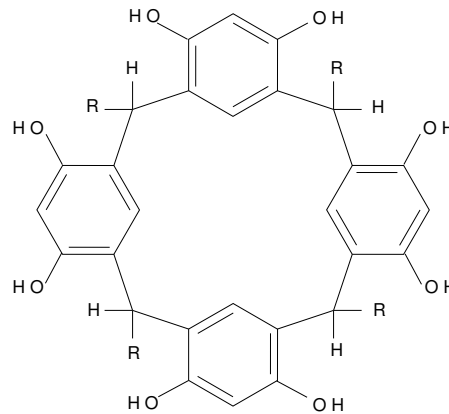


Abbildung 7.2: (a) Strukturformel der R-Calix[4]arene in Aufsicht.
(b) Strukturformel der Resorcin[4]arene in Aufsicht.

Elektronenstrahl-Negativlacke relevant. Erste Versuche von Fujita *et al.* bestätigten Calixarene-Lack eine Auflösungsgrenze von ≤ 10 nm [178]. Seither werden Calixarene sowohl in der Siliziumtechnologie [185, 186, 187, 188, 189, 190] als auch in der Forschung an GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen [171, 173, 174] eingesetzt. In [191] werden auch Resorcin[4]arenen gute Eigenschaften als hochauflösende Lacke bescheinigt. Sie haben jedoch noch keine weite Verbreitung gefunden. Der Vorteil beider Lacke besteht in guter Handhabbarkeit und der hohen Auflösung, die prinzipiell nur durch die Molekülgröße von ca. 1 nm begrenzt ist. Beim Belichten werden die Moleküle polymerisiert, wodurch die Lackstrukturen aufgrund der starken Bindungen zwischen den Benzolringen sehr stabil sind und auch als Ätzmasken verwendet werden können. Die Strukturen haben sehr glatte Oberflächen mit Rauigkeit unter 2 nm [178] und klar definierte Kanten. Problematisch ist allenfalls, dass hohe Belichtungs Dosen benötigt werden, wodurch aus Zeitgründen die maximale Lackdicke und Strukturgröße begrenzt sind. Die bessere Löslichkeit der Resorcinarene wird durch etwas höhere Belichtungs Dosen erkauft. Messungen von [4, 166, 171, 179, 192] haben jedoch bestätigt, dass durch die hohe Dosis keine Schädigung des 2DEGs bzw. nur eine geringfügige Abnahme der Elektronenbeweglichkeit erfolgt.

Die drei von F. Panteleit untersuchten Substanzen Calix[4]arene, 4-tert-Butylcalix[6]arene und C-Methylcalix[4]resorcinarene (von nun an nur „Resorcinarene“ genannt) weisen alle eine schlechte Löslichkeit in organischen Lösungsmitteln wie z.B. Dichlormethan, Chlorbenzol oder Toluol auf [4]. Calix[4]arene und C-Methylcalix[4]resorcinarene lassen sich in MIBK (Isomethylbutylketon) akzeptabel lösen, 4-tert-Butylcalix[6]arene nur eingeschränkt. Die maximalen Lackdicken ergeben sich für Calix[4]arene zu 140 nm, für Resorcinarene zu 300 nm und für 4-tert-Butylcalix[6]arene zu 30 nm. 4-tert-Butylcalix[6]arene sind damit für unsere Ziele als Dielektrikum ungeeignet und wurden nicht weiter untersucht.

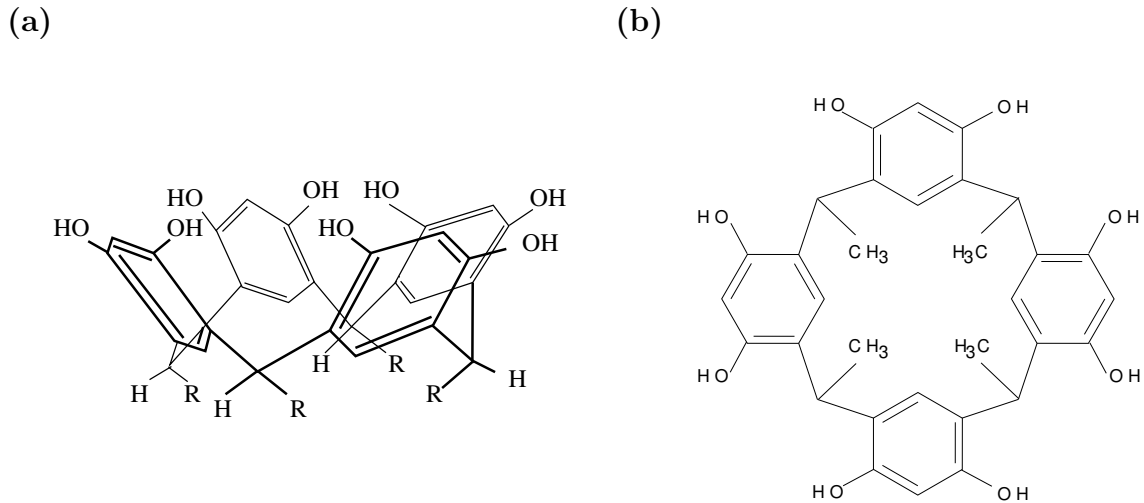


Abbildung 7.3: (a) Seitenansicht der Kelchstruktur der Resorcin[4]arene. (b) Struktur der C-Methylcalix[4]resorcinarene in Aufsicht.

Sowohl Calix[4]arene als auch Resorcinarene ergeben homogene Lackschichten, deren Dicke über den Verdünnungsgrad des Lackes variiert werden kann. Im lithografischen Prozess erweist sich kein Parameter als kritisch, solange die unbelichteten Lacke nicht über 120 °C erhitzt werden. Nach der Belichtung mit 30 keV-Elektronen bei einer Dosis von 15 bis 30 mC/cm² wird die Probe in MIBK entwickelt. Die belichteten Strukturen haften gut auf dem Substrat und bieten gute Haftung für Goldgates. Sie sind stabil gegen Lösungsmittel, Ultraschall und Erhitzen auf 160 °C sowie unempfindlich gegen Überbelichtung und Überentwicklung. Für beide Substanzen ergibt sich aus Dosistests ein Kontrast von $\gamma \simeq 2$. Anhand von schmalen Linien lässt sich ein laterales Auflösungsvermögen von unter 20 nm nachweisen. Die Linien sind über mehrere μm hinweg gerade bei konstanter Breite, die nahezu dosisunabhängig der nominellen Breite entspricht. Um die Gatespannung effektiv abzuschirmen, sollte der Lack möglichst dick sein und eine möglichst geringe Dielektrizitätskonstante haben. Messungen ergaben $\epsilon_{\text{calix}} \simeq 4,09$ und $\epsilon_{\text{resorc}} \simeq 3,70$ [4], womit sie qualitativ ähnlich zu AZPN 114 ($\epsilon \simeq 3,8$ [170]) und fast doppelt so gut wie Hexaacetat-p-methylcalix[6]arene ($\epsilon \simeq 7,1$ [171, 174], $\gamma \simeq 1,65$ [179]) geeignet sind. Legt man an Elektroden, die quer über die Probe reichen und flächig mit Lack vom 2DEG abgeschirmt sind, eine negative Spannung an, so verschiebt sich die Pinch-Off-Spannung auf $V_{\text{calix}} = -1,73$ V bzw. $V_{\text{resorc}} = -2,19$ V gegenüber $V_0 = -0,39$ V im unabgeschirmten Fall. Damit zeigen sowohl Calix[4]arene als auch C-Methylcalix[4]resorcinarene hervorragende Eigenschaften als hochauflösende Elektronenstrahl-Negativlacke und sind vielversprechende Kandidaten zur Erzeugung von komplexen Strukturen in 2DEGs. Sie lassen sich einfach verarbeiten, haben bessere Abschirmeigenschaften als Hexaacetat-p-methylcalix[6]arene und ein deutlich besseres Auflösungsvermögen als AZPN 114. Resorcinarene bieten einen leichten Vorteil, da sie in MIBK besser löslich sind, etwas dickere Lackschichten ergeben und die niedrigere Dielektrizitätskonstante haben. Für die folgenden Experimente wird daher diese Substanz mit der in Abb. 7.3(b) gezeigten Struktur verwendet.

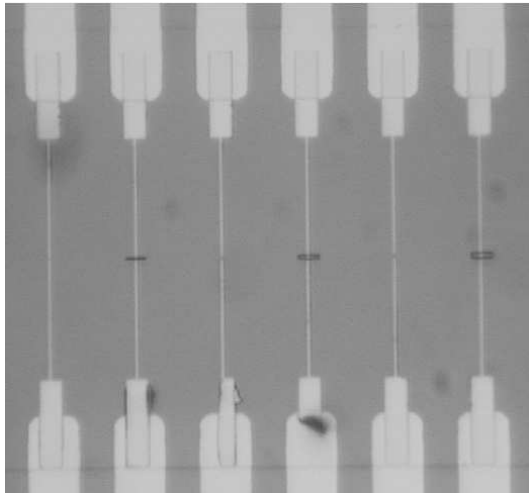


Abbildung 7.4: Lichtmikroskopische Abbildung von Probe C8ro: drei Split-Gate-QPCs (SPCs) mit den Breiten 200 nm, 400 nm und 600 nm, drei Resorcinarene-QPCs (RPCs) mit den Breiten 200 nm, 400 nm und 600 nm.

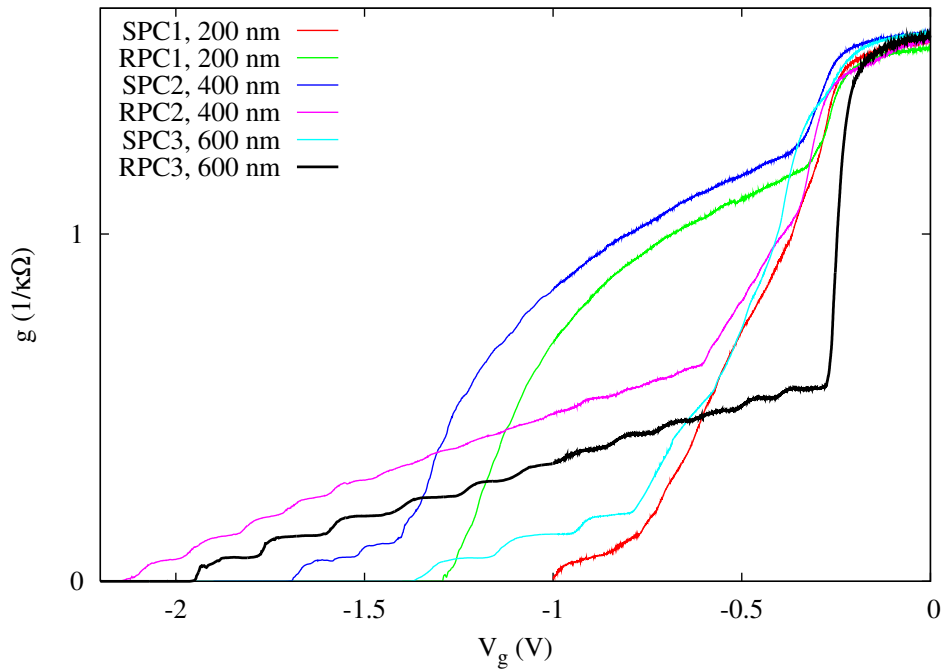
7.3 Proben mit Resorcinarene-Strukturen

In der Arbeit von F. Panteleit wurden C-Methylcalix[4]resorcinarene eingesetzt, um stabile parallele Punktkontakte herzustellen. An diesen Strukturen wurden Magnetotransportuntersuchungen im Entmischungskryostat durchgeführt. Aufgrund technologischer Schwierigkeiten konnten jedoch weder die Quantisierungseigenschaften noch die Effektivität der Spannungs-Abschirmung der Resorcinarene-QPCs untersucht werden. Was daher noch ausstand, war ein Test von Nanostrukturen auf Resorcinarene-Basis anhand „einfacher“ Strukturen mit bekannten Eigenschaften im Vergleich mit konventionellen Split-Gate-Strukturen. Experimente dieser Art sowie Alignment-Tests für zukünftige Strukturen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

7.3.1 Probe C8ro

Der Vollständigkeit halber sei hier Probe C8ro aufgeführt, deren Strukturierung in Abb. 7.4 zu sehen ist. Sie besteht aus jeweils drei Split-Gate-QPCs (SPCs) und Resorcinarene-QPCs (RPCs) unterschiedlicher Breite b . Man hat die Wahl zwischen SPC1 ($b = 200$ nm), RPC1 ($b = 200$ nm), SPC2 ($b = 400$ nm), RPC2 ($b = 400$ nm), SPC3 ($b = 600$ nm) und RPC3 ($b = 600$ nm). Mit der gezeigten Geometrie ließe sich ein Direktvergleich zwischen den Eigenschaften von SPCs und RPCs durchführen. Bedauerlicherweise ist die Cr-Au-Metallisierungsschicht nur ca. 50 nm dick, womit das Gate die 120 nm hohen Lackstege mit ca. 60° steilen Flanken [171] vermutlich nicht unterbrechungsfrei überquert. Die C-Methylcalix[4]resorcinarene-Stege sind $2,5 \mu\text{m}$ lang und entsprechend den RPCs 200 nm, 400 nm und 600 nm breit. Zu ihrer Herstellung wurde der Lack aufgeschleudert und 1 min lang ausgebacken. Die REM-Belichtung erfolgte bei 30 keV mit Belichtungs-dosis $30 \text{ mC}/\text{cm}^2$, die aufgrund einer Frequenz-Begrenzung des *pattern generators* durch zehnmahlige Belichtung der Struktur mit je $3 \text{ mC}/\text{cm}^2$ erzielt wurde. Die Probe wurde 12 s lang in MIBK entwickelt. Die metallischen Gates sind 200 nm breit und wurden mit 30 keV und $290 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ in PMMA definiert.

(a)



(b)

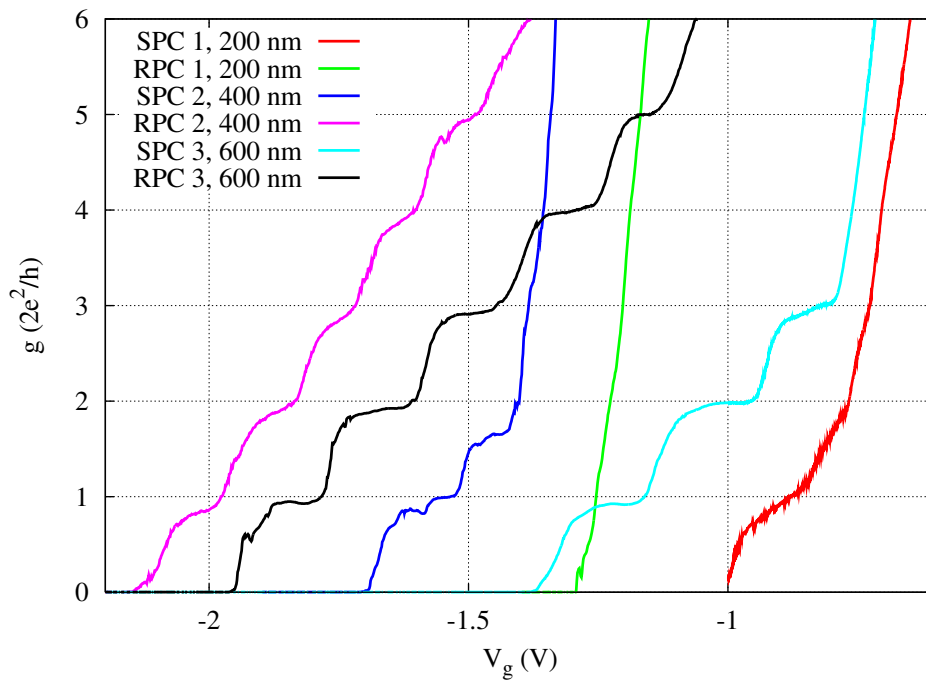


Abbildung 7.5: (a) Kennlinien der sechs QPCs von Probe C8ro mit den Breiten 200 nm, 400 nm und 600 nm nach Beleuchten, jeweils in einer Realisierung als Split-Gate-QPC (SPC) und als Resorcinarene-QPC (RPC).

(b) Leitwertquantisierung nach Subtraktion eines seriellen Widerstandes von ca. 1 k Ω .

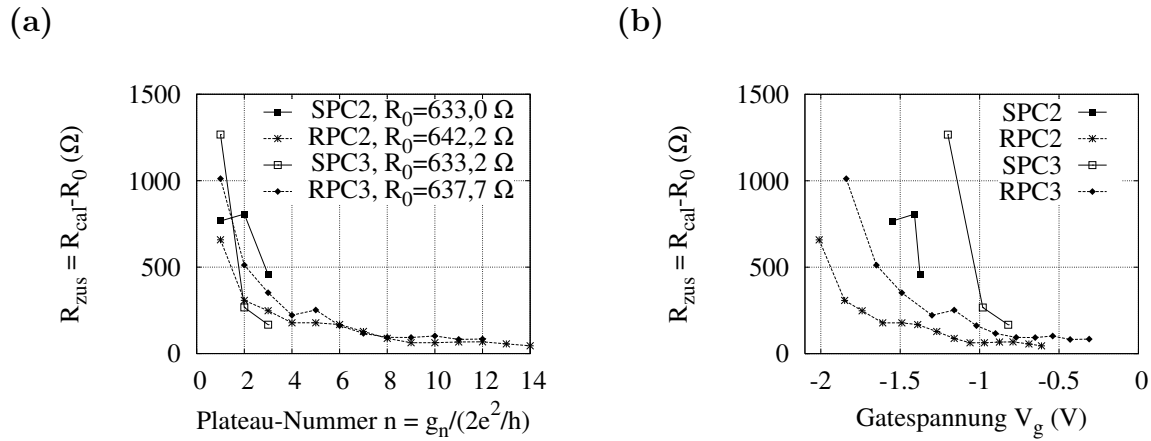


Abbildung 7.6: (a) Differenz $R_{\text{zus}} = R_{\text{cal}} - R_0$ aus dem seriellen Widerstand R_{cal} , der subtrahiert werden muss, um das Plateau auf ein Vielfaches von $2e^2/h$ zu kalibrieren, und dem Widerstand $R_0 = R(V_g=0)$, in Abhängigkeit von der Plateau-Nummer $n = g_n/g_0$. (b) R_{zus} in Abhängigkeit von der Gatespannung, bei welcher die Plateaus auftreten.

Die linearen Gatekennlinien wiesen zunächst nur andeutungsweise quantisierte Plateaus auf. Nach Beleuchten der Probe mit einer Infrarot-Diode war der Verlauf aller Kennlinien qualitativ ähnlich wie zuvor, aber die Quantisierung viel klarer ausgeprägt. Die Kennlinien sind in Abb. 7.5 gezeigt. Bei SPC1 sind drei Plateaus zu erkennen. RPC1 weist eine Steigungsänderung in Höhe von $3g_0$ auf, die ein Indiz für drei unterdrückte Plateaus ist. SPC2 hat zwei quantisierte Plateaus und 10 unterdrückte Plateaus, und RPC2 14 Plateaus, die nahe des Pinch-Offs klar ausgeprägt sind. SPC3 zeigt drei deutliche sowie weitere 8 unterdrückte Plateaus, und RPC3 12 klare Plateaus. Die Qualität der quantisierten Plateaus scheint nicht von der Herstellungsmethode abzuhängen. Die maximale Anzahl transmittierter Moden ist bei nominell gleicher Breite für RPCs etwas höher als für SPCs. Dies kann durch den Proximity-Effekt bei der Elektronenstrahlbelichtung erklärt werden. Bei SPCs wird der Lack um die Gates geringfügig mitbelichtet, wodurch die geometrische Breite der Einschnürung etwas kleiner ausfällt. Im Fall der RPCs wird umgekehrt der Resorcinarene-Lack, der die Einschnürung definiert, leicht überbelichtet. Mit einer Fermiwellenlänge λ_F , die über die Probe näherungsweise konstant ist, lässt sich die tatsächliche Breite der QPCs im 2DEG zu $b \simeq N\lambda_F/2$ abschätzen. N ist dabei die maximale Anzahl transmittierter Moden unter Berücksichtigung der unterdrückten Plateaus. Bei einer Fermiwellenlänge von $\lambda_F \simeq 47$ nm nach Beleuchten führt diese Formel zu $b_{S1} \simeq 70$ nm, $b_{R1} \simeq 70$ nm, $b_{S2} \simeq 280$ nm, $b_{R2} \simeq 330$ nm, $b_{S3} \simeq 260$ nm und $b_{R3} \simeq 280$ nm. Die Werte für SPC1 bis RPC2 sind realistisch und ergeben bei Definition eine Verarmungslänge von ca. 60 nm um die Gates. Die Werte für SPC3 und RPC3 fallen zu gering aus, was auf eine inhomogene Probe hindeutet. Die Kennlinien aller QPCs außer RPC3 weisen doppelte Definitionsstufen auf, die zeigen, dass die beiden Hälften eines QPCs bei unterschiedlichen Gatespannungen definiert werden. Sie sind ein weiteres Anzeichen von Inhomogenitäten im Probenmaterial. Besonders deutlich ist dies für die benachbarten RPC1 und SPC2, bei denen die Quantisierung stark unterdrückt ist.

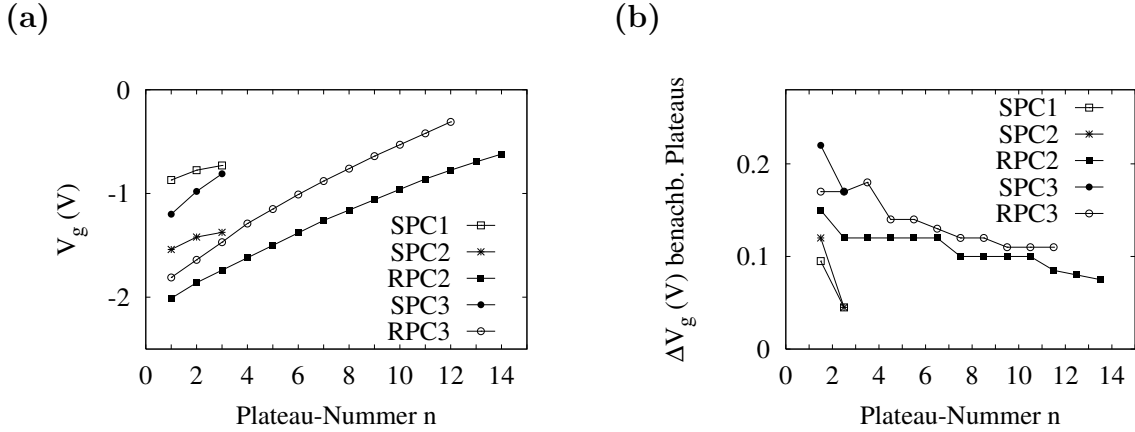


Abbildung 7.7: (a) Gatespannungswerte, bei denen sich die Leitwertplateaus befinden, für die Gatekennlinien der QPCs von Probe C8ro.

(b) Differenzen zwischen den Gatespannungswerten benachbarter Leitwertplateaus. $\Delta V_g(n + \frac{1}{2})$ bezeichnet die Differenz der Werte von Plateau n und $n + 1$.

In Abb. 7.6(a) und Abb. 7.6(b) ist für jedes Plateau die Differenz $R_{\text{zus}} = R_{\text{cal}} - R_0$ aus dem seriellen Widerstand R_{cal} , der von den Messdaten subtrahiert werden muss, um das Plateau auf das entsprechende Vielfache von $2e^2/h$ zu kalibrieren, und dem Widerstand der Probe ohne QPC, $R_0 = R(V_g=0)$, dargestellt. Idealerweise wird oft $R_{\text{cal}} \simeq \text{konst.} \simeq 0$ angenommen. In Realität erhöht sich R_{cal} meist mit wachsendem $|V_g|$. Wie in der Abbildung zu sehen ist, ist dies auch in den Kennlinien von Probe C8ro der Fall. Im Anwachsen des seriellen Widerstandes $R_{\text{cal}}(n)$ mit Plateau-Nummer n wird kein qualitativer Unterschied zwischen SPCs und RPCs ersichtlich. Der Anstieg des seriellen Widerstands hängt offenbar mit n und damit dem Gesamtwiderstand der Probe zusammen und ist nicht durch die Gatespannung bedingt.

Für ein durchgängiges Gate erwartet man, dass das 2DEG im Bereich der Einschnürung nicht nur lateral verarmt wird, sondern zusätzlich eine mit $|V_g|$ zunehmende vertikale Verarmung durch das nur teilweise abgeschirmte Gate erfährt. Dies müsste sich bemerkbar machen, indem der Abstand der Plateaus für RPCs im Vergleich zu SPCs sinkt und der Pinch-Off zu positiveren Werten verschoben wird. In Abb. 7.7(a) ist aufgetragen, bei welchen Gatespannungswerten Plateaus auftreten. Je größer die Steigung der Kurven ist, desto größer ist die Differenz zwischen den Werten benachbarter Plateaus, desto breiter sind also die Stufen. Große Absolutwerte $|V_g|$ bedeuten, dass eine hohe Spannung nötig ist, um den QPC zu definieren, was insbesondere für RPC2 und RPC3 der Fall ist. SPC3 hat die breitesten Stufen, gefolgt von RPC3 und RPC2. SPC1 und SPC2 haben die schmalsten Stufen. Die Differenzen sind in Abb. 7.7(b) aufgetragen. Die Differenzkurven haben einen näherungsweise linearen Verlauf. Eine große negative Steigung bedeutet eine starke Änderung der Subbandenergieaufspaltung mit der Gatespannung. Dies weist auf eine starke laterale Modifikation des Potentialverlaufs in der Einschnürung hin. Die Steigung ist für alle drei SPCs größer als für die beiden RPCs, was bedeuten könnte, dass die Form des Potentials durch die Resorcinarene-QPCs weniger beeinflusst wird. Die geringe Anzahl der Messpunkte durch die unterdrückte Leitwertquantisierung lässt eine Interpre-

tation jedoch nur eingeschränkt zu. Die Steigungen der RPC-Kurven werden für niedrige n nicht geringer als für SPCs. Daraus lässt sich annehmen, dass die Gates aufgrund des ungünstigen Verhältnisses von Lack- und Metalldicke durch die Lackstege unterbrochen waren und keine Spannung über dem Lack anlag. Im Lichtmikroskop war keine Unterbrechung zu sehen. Ein elektrischer Verbindungstest im Kryostat wurde bedauerlicherweise nicht durchgeführt. In einem Test nach dem Ausbau waren alle QPCs unverbunden, und die Analyse der Messdaten deutet darauf hin, dass dies bereits zuvor der Fall war. Damit handelt es sich bei den Resorcinarene-QPCs vielmehr um Split-Gate-QPCs mit Lack-Zusatz. Aus diesem Grund werden alle weiteren Messungen an Probe C8ro in Kap. 6 behandelt. Es wäre nach wie vor interessant, dieselbe Strukturierung in einem günstigeren Lack-Metall-Verhältnis zu wiederholen, um zu überprüfen, ob die hier gezeigten qualitativen Unterschiede der SPCs und RPCs in der Anzahl transmittierter Moden und der Änderung der Subbandaufspaltung durch die unterschiedlichen Herstellungsmethoden bedingt sind, und wie sich das teilweise abgeschirmte Potential eines durchgängigen Gates tatsächlich auswirkt. Unabhängig davon wurde gezeigt, dass das 2DEG durch die hohe Belichtungsdosis nicht erkennbar geschädigt wurde und auf diesem Weg QPCs mit guten Quantisierungseigenschaften hergestellt wurden.

7.3.2 Probe C11ro

C11ro ist die komplexere der beiden Proben, die zum Vergleich zwischen Split-Gate- und Resorcinarene-Strukturen verwendet wurden. Sie besteht aus einem Einzel-QD, der aus drei Split-Gate-QPCs aufgebaut ist, sowie zwei Einzel-QDs, die durch Resorcinarene-Lack definiert und mit jeweils drei gesondert steuerbaren durchgängigen Gates versehen sind. Somit werden für die Split-Gate-Struktur sechs Anschlüsse, für jede Resorcinarene-Struktur dagegen nur drei Anschlüsse benötigt. Dies geht auf Kosten der freien Parameter, da bei den Split-Gates sechs unterschiedliche Gatespannungen angelegt werden können, diese bei den Resorcinarene-Gates jedoch paarweise identisch sind. Die REM-Belichtungsdaten für Probe C11ro sind in Abb. 7.8(a) und Abb. 7.8(b) dargestellt. In Abb. 7.9 ist eine REM-Abbildung der fertigen Probenstruktur des GaAs-Dummies zu sehen, der gemeinsam mit Probe C11ro bearbeitet wurde.

Die Goldstege der drei Split-Gates sind nominell 120 nm bzw. 125 nm breit, die drei durchgängigen Gates des mittleren Resorcinarene-QD1 125 nm, und diejenigen des rechten Resorcinarene-QD2 200 nm. Die einzelnen Split-Gate-QPCs, von links nach rechts mit A, B und C bezeichnet, sind geometrisch 200 nm, 500 nm und 200 nm breit. Die Lackstege des Resorcinarene-QD1, durch welche die QPC-Breiten definiert werden, sind 200 nm, 500 nm und 200 nm breit, die des Resorcinarene-QD2 200 nm, 600 nm und 200 nm. Die Gesamtflächen der QDs ergeben sich geometrisch zu $(400 \times 500) \text{ nm}^2$, $(400 \times 500) \text{ nm}^2$ und $(600 \times 600) \text{ nm}^2$. Durch den Proximity-Effekt bei der Belichtung fallen Split-Gates i. Allg. etwas breiter und die QPCs damit etwas schmaler aus als vorgegeben. Umgekehrt ergeben sich beim Belichten des Resorcinarene-Lacks etwas breitere QPCs.

Die Struktur wurde mit dem Rasterelektronenmikroskop erzeugt. Zunächst wurde Resorcinarene-Lack in zwei Schichten auf die Probe aufgeschleudert. Nach jeder Schicht wurde 1 min lang bei 80°C ausgebacken. Tests ergaben nach der 1. Schicht eine Lackdicke von ca. 30 bis 40 nm, nach der 2. Schicht ca. 50 bis 60 nm. Der Resorcinarene-Lack wurde

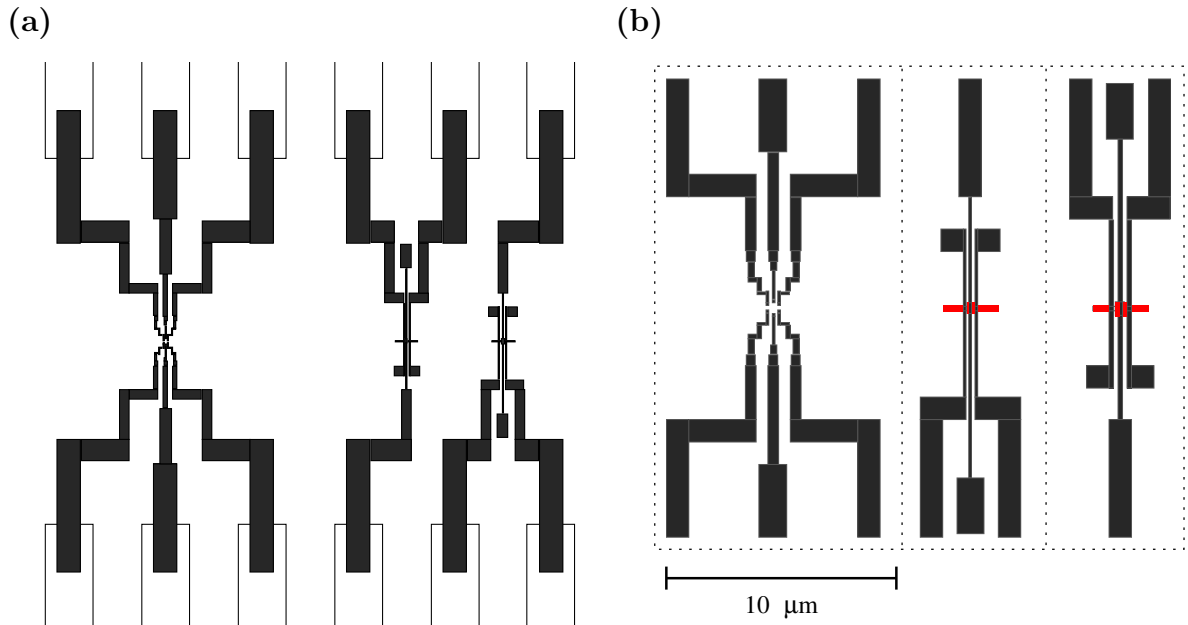


Abbildung 7.8: (a) REM-Muster für Probe C11ro: ein QD aus drei Split-Gates, zwei QDs aus Resorcinarene-Lack mit je drei Steuergates, Bildlänge: $55\ \mu\text{m}$. Offene Rechtecke markieren die mit optischer Lithographie hergestellten Zuleitungen. (b) Zentrale QD-Strukturen: Split-Gate-QD, Resorcinarene-QD1 und Resorcinarene-QD2. Schwarze Rechtecke entsprechen Cr/Au-Metallgates, rote Balken entsprechen Resorcinarene-Lack, Skala: $10\ \mu\text{m}$.

im REM bei $30\ \text{keV}$ mit einer Flächendosis von $40\ \text{mC}/\text{cm}^2$ belichtet, indem 10mal mit je $4\ \text{mC}/\text{cm}^2$ dieselbe Struktur geschrieben wurde. Entwickelt wurde 10 s lang in MIBK. Anschließend wurde zur Erzeugung der metallischen Gates eine Doppelschicht PMMA aufgetragen. Die Probe wurde 90 min lang im Ofen getrocknet und dann mit $30\ \text{keV}$ belichtet. Die Entwicklung erfolgte 44 s lang in MIBK:IPA. Zur Metallisierung wurden ca. $9\ \text{nm}$ Chrom und $22\ \text{nm}$ Gold aufgedampft. In Abb. 7.17(a) ist eine QD-Struktur aus Resorcinarene-Lack nach der ersten REM-Belichtung zu sehen. In Abb. 7.17(b) wurden nach einer zweiten REM-Belichtung metallische Gates hinzugefügt. Hierbei erkennt man eine weitere Anforderung an die Prozessierung, nämlich die Qualität des Alignments der metallischen Gates auf der zuvor geschriebenen Resorcinarene-Struktur. Dieses wird mit der konventionellen Markererkennungs-Software der Split-Gate-Technologie durchgeführt. Wie in Abb. 7.17(b) und Abb. 7.18(b) zu sehen ist, können die beiden Strukturebenen ohne zusätzlichen Aufwand mit einer Genauigkeit von besser als $50\ \text{nm}$ aufeinander angepasst werden. Das Verhältnis der Lackdicke zur Dicke der Metallschicht ist mit ca. $55\ \text{nm}$ zu $30\ \text{nm}$ auch in dieser Probe suboptimal. Wie sich aber sowohl an REM-Aufnahmen des mitprozessierten Dummies als auch an Transportuntersuchungen an Probe C11ro selbst erkennen lässt, war das Verhältnis ausreichend, um einen durchgehenden Kontakt der Gold-Gates zu gewährleisten. In Zukunft würde man die Metallschicht mindestens ebenso dick wählen wie die Lackschicht.

Die Größe der elektrisch definierten Nanostrukturen im 2DEG ist geringer als ihre geo-

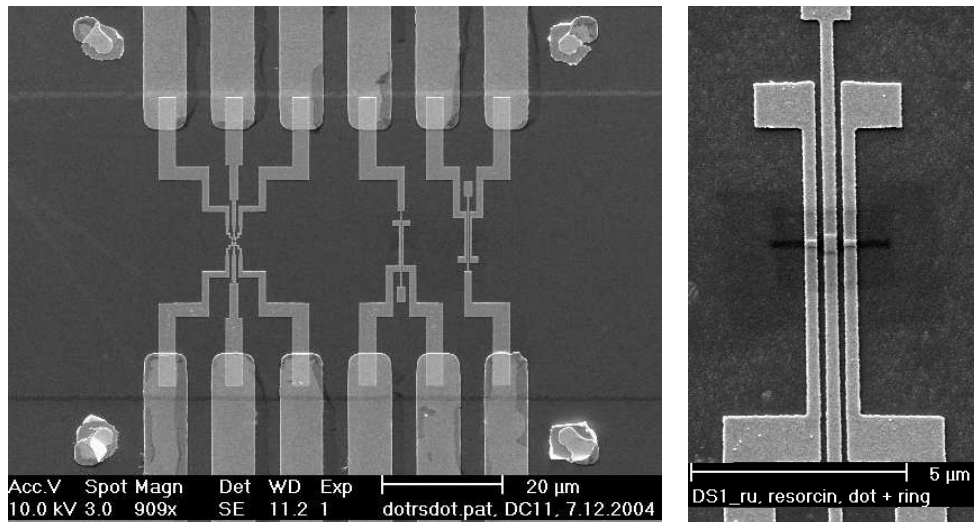


Abbildung 7.9: REM-Struktur auf Probe C11ro: Split-Gate-QD und zwei Resorcinarene-Lack-QDs, bestehend aus Lackstegen und Cr/Au-Metallgates, sowie ein Resorcinarene-QD mit Steuergates im Detail.

metrische Größe auf der Oberfläche, da sich der Potentialwall durch die Übertragung auf das 2DEG in 90 nm Tiefe verbreitert, was zu einer Verarmungszone um die Gates von der Größenordnung der 2DEG-Tiefe führt. In Probe C11ro wurde bei Definition der Strukturen eine Verarmungszone von ca. 60 nm bis 70 nm festgestellt, indem die tatsächliche Breite der Einschnürung aus der halben Fermiwellenlänge und der Anzahl der transmittierten Moden abgeschätzt wurde.

Messungen an Resorcinarene-Einzelpunktkontakten

Jedes der drei Split-Gates des linken QDs kann einzeln als QPC untersucht werden. Ebenso kann jedes der drei Gates an den Resorcinarene-QDs als QPC untersucht werden. Allerdings verlaufen hier die Gates nicht über die ganze Mesa-Breite, so dass zusätzlich ein Stromfluss um das Gate herum vermieden werden muss. Dies erreicht man, indem ein benachbarter QPC mit einer konstanten Gatespannung möglichst knapp unterhalb der Definitionsstufe definiert wird, so dass der Stromfluss auf den Bereich der (doppelten) Einschnürung eingeschränkt ist. Dadurch ergibt sich ein erhöhter serieller Widerstand und eine potentielle Störung der Leitwertquantisierung. Die Zahl der transmittierten Moden ist auf die Zahl begrenzt, die durch den konstant definierten QPC transmittiert werden kann. Es interessieren nun die Gatekennlinien und die Quantisierungseffekte mit und ohne Resorcinarene-Lack im Vergleich. Zudem stellt sich die Frage, ob das Potential, das an dem metallischen Gate über dem Resorcinarene-Steg anliegt, vollständig abgeschirmt wird oder einen merklichen Einfluss auf die Verarmung des 2DEGs im QPC hat.

In Messungen an allen neun QPCs zeigt sich, dass die linearen Gatekennlinien eine hohe zeitliche Stabilität und sehr geringes Rauschen aufweisen. In Abb. 7.10 sind lineare Gate-

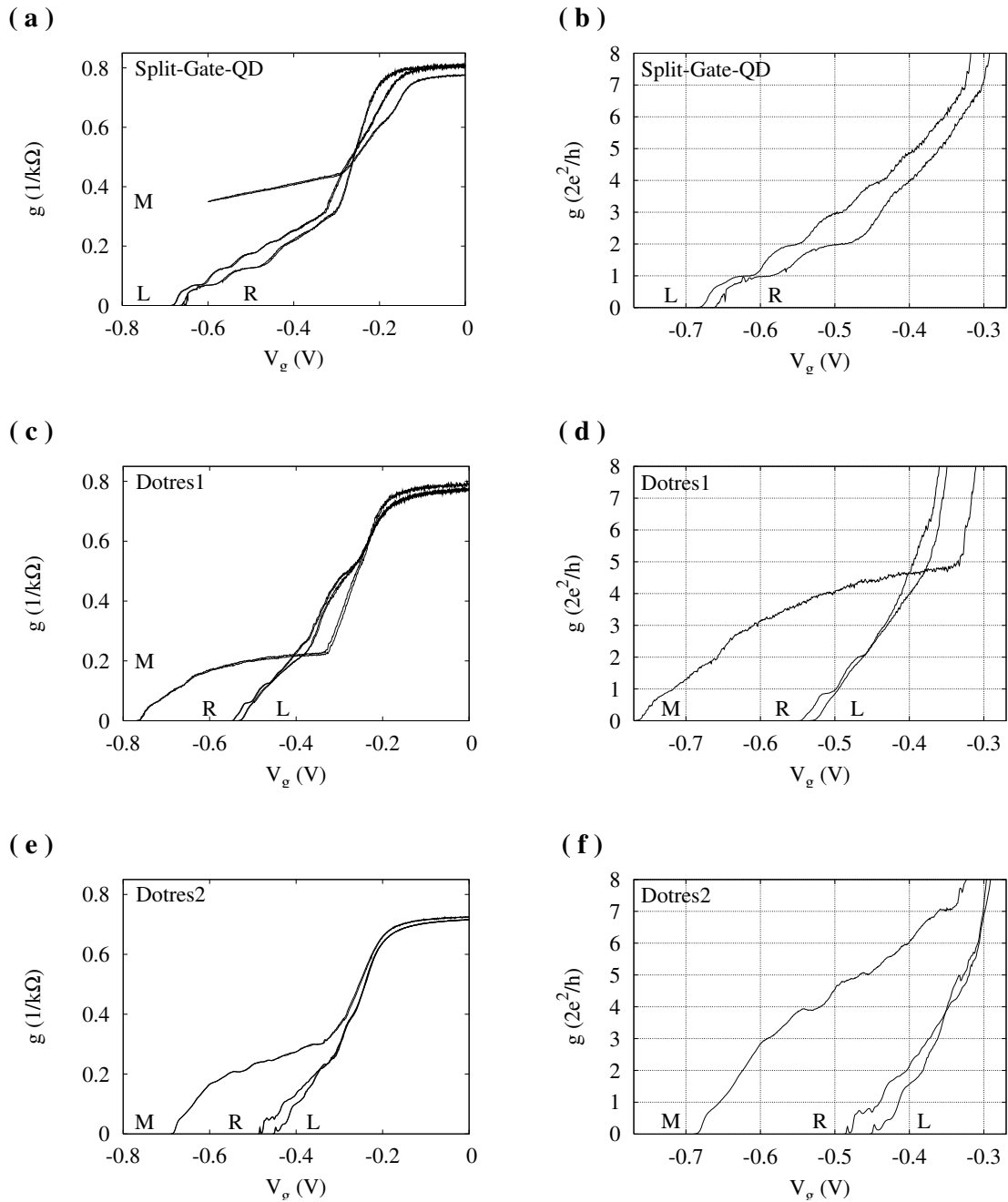


Abbildung 7.10: (a) Lineare Gatekennlinien der Split-Gate-QPCs. Die äußeren QPCs sind 200 nm, der mittlere ist 500 nm breit. „L“ ist die Kennlinie des linken QPCs, „M“ die des mittleren und „R“ diejenige des rechten QPCs.

(b) Leitwertquantisierung der Split-Gate-QPCs nach Subtraktion von $R_0 \simeq 1,3 \text{ k}\Omega$.

(c) Lineare Gatekennlinien der QPCs des 1. Resorcinarene-QDs. Die äußeren QPCs sind 200 nm, der mittlere ist 500 nm breit.

(d) Leitwertquantisierung der 1. Resorcinarene-QPCs nach Subtraktion von $R_0 \simeq 1,7 \text{ k}\Omega$.

(e) Lineare Gatekennlinien der QPCs des 2. Resorcinarene-QDs. Die äußeren QPCs sind 200 nm, der mittlere ist 600 nm breit.

(f) Leitwertquantisierung der 2. Resorcinarene-QPCs nach Subtraktion von $R_0 \simeq 1,5 \text{ k}\Omega$.

kennlinien für alle neun Einzelpunktkontakte aufgetragen. In Abb. 7.10(a), Abb. 7.10(c) und Abb. 7.10(e) sind jeweils die QPCs zusammengefasst, die den Split-Gate-QD, den Resorcinarene-QD1 und den Resorcinarene-QD2 definieren. In allen Bildern spiegelt sich die Geometrie der beiden schmalen äußeren QPCs mit nominell gleicher Breite und des breiteren mittleren QPCs wider. Das beweist einerseits, dass das Alignment der Gold-Gates bezüglich der Resorcinarene-QDs gelungen ist. Andererseits beweist es, dass die Gold-Gates über den Lacksteg hinweg durchgehend Verbindung haben, da sonst keine unterschiedlichen Breiten beobachtet würden. Die Kennlinien der beiden schmalen Gates zeigen jeweils gute Übereinstimmung. Jede Kennlinie ist einmal in Abwärts- und einmal in Aufwärts-Richtung gemessen. Wie man sieht, sind die Messungen reproduzierbar und richtungsunabhängig identisch. Wie bei Probe C8ro sind auch hier häufig doppelte Definitionsstufen zu beobachten, was auf Inhomogenitäten im Probenmaterial hinweist. Die Pinch-Off-Spannung ist für die Resorcinarene-QPCs bei gleicher Breite zu positiveren Werten verschoben. Für die schmalen QPCs wandert sie von ca. $-0,65$ V bei Split-Gate-QPCs zu ca. $-0,5$ V bei Resorcinarene-QPCs. Diese Verschiebung kann sowohl auf den Einfluss des Gates über dem Lack zurückzuführen sein, als auch auf die spezielle Anordnung, dass am benachbarten Gate eine Definitionsspannung anliegen muss, wodurch die Einschnürung zusätzlich verarmt wird. Der mittlere Split-Gate-QPC wurde nicht vollständig charakterisiert, um keine übermäßigen Potentialdifferenzen zu den Nachbargates zu erzeugen.

In Abb. 7.10(b), Abb. 7.10(d) und Abb. 7.10(f) ist die Leitwertquantisierung für acht der neun QPCs aufgetragen. Für die Split-Gate-QPCs wurde hierfür ein serieller Widerstand von $R_0 \simeq 1,3$ k Ω abgezogen, für Resorcinarene-QD1 $R_0 \simeq 1,7$ k Ω und für Resorcinarene-QD2 $R_0 \simeq 1,5$ k Ω . Auch die erhöhten seriellen Widerstände hängen mit dem Einfluss des konstant definierten zusätzlichen Gates zusammen. Die Leitwertquantisierung ist bei den Split-Gate-QPCs stärker ausgeprägt. Es ist möglich, dass bei den Resorcinarene-QPCs durch Moden-Kopplung der seriellen QPCs Plateaus unterdrückt oder verschoben werden. Der linke Split-Gate-QPC weist die beste Quantisierung auf. Man erkennt sieben Leitwertplateaus und eine 0,7-Anomalie in der untersten Stufe. Der rechte Split-Gate-QPC zeigt ebenfalls Substruktur in der ersten Stufe, sowie sieben Moden mit ausgeprägtem 1., 2. und 4. Plateau. Im Bereich der untersten Stufe weist er als einziger QPC Rauschen auf. Im Resorcinarene-QD1 sind links die Plateaus 1 und 2, beim mittleren QPC die untersten fünf und rechts die drei untersten Plateaus zu erkennen. Im Resorcinarene-QD2 sind links die Plateaus 2, 3, 5 und 6 definiert, in der Mitte 1 bis 7, und rechts das 1. und 2. Plateau. Hierzu kommt bei den schmalen QPCs eine oszillatorische Substruktur innerhalb der ersten Stufe, die vermutlich auf resonante Tunnel- und Streu-Prozesse an einem isolierten Störstellen-Zustand zurückzuführen ist [33]. Die Tatsache, dass die mittleren QPCs der Resorcinarene-QDs nur 5 bzw. 7 Moden transmittieren, obwohl sie 500 nm bzw. 600 nm breit sind, liegt an der Obergrenze, die durch die gleichzeitig definierten 200 nm breiten Nachbargates festgelegt wird. Im Vergleich mit den 200 nm Split-Gate-QPCs sieht man, dass durch diese gerade 7 Moden transmittiert werden können.

Vertikale Verarmung und Kapazitätsmodell

Die Plateau-Struktur der Leitwertquantisierung fällt i. Allg. linear mit der Gatespannung ab, wobei die Steigung zu höheren $|V_g|$ hin etwas flacher werden kann. Dies wird durch die

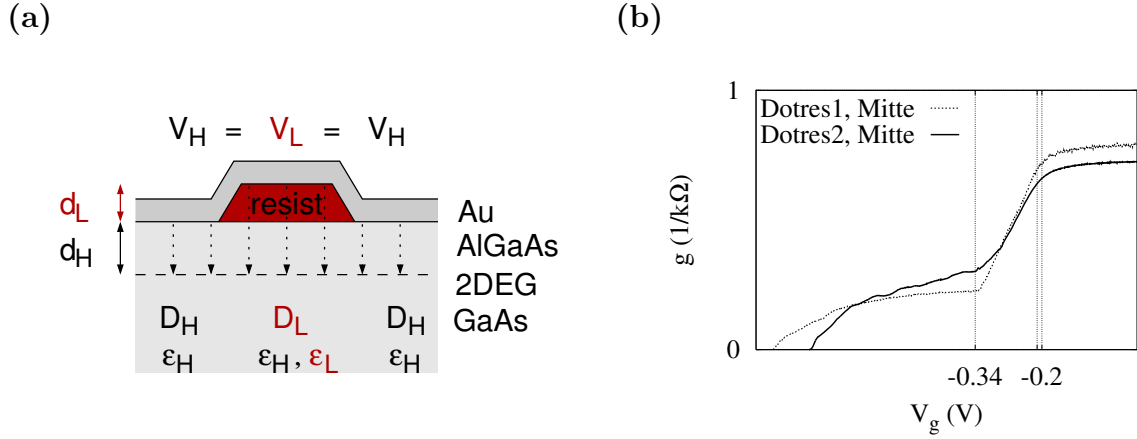


Abbildung 7.11: (a) Kapazitätsmodell für das effektive Feld, das durch den Lack am 2DEG angreift. $d_L = 55$ nm, $d_H = 90$ nm, $\epsilon_L = 3,7$, $\epsilon_H = 12,0$, $V_L = V_H$, $D_L < D_H$. (b) V_g ohne Abschirmung zu Beginn und zu Ende der Definitionsstufe. Bei $V_{start} = -0,2$ V bis $-0,21$ V beginnt die Verarmung des 2DEGs, bei $V_{end} = -0,34$ V ist der QPC voll definiert.

Kennlinien aller Split-Gate-QPCs und der vier schmalen Resorcinarene-QPCs bestätigt. Bei den breiten Resorcinarene-QPCs tritt jedoch in Abb. 7.10(c) für $V_g < -0,64$ V bzw. in Abb. 7.10(e) für $-0,6$ V eine Abweichung vom üblichen Verhalten auf. Der Abstand der Plateaus wird mit wachsendem $|V_g|$ zunehmend geringer. Die Kennlinien knicken zu größeren Steigungen hin ab, woraus sich ein positiverer Pinch-Off ergibt. Dies ist ein klares Anzeichen für eine zusätzliche vertikale Verarmung des QPCs ab dieser Grenzspannung. Das Potential des QPCs wächst durch gleichzeitige lineare Erhöhung aus lateraler Verarmung und zunehmende Erhöhung aus vertikaler Verarmung superlinear an. Die Grenzspannung kann anhand eines Kapazitätsmodells abgeschätzt werden.

Ab den Grenzspannungen, für die eine Steigungsänderung beobachtet wird, kann der Lack die Gatespannung nicht mehr vollständig abschirmen. Nach dem Kapazitätsmodell aus [4] ergibt sich für den Resorcinarene-Lack die Dielektrizitätskonstante $\epsilon_L \simeq 3,7$. Für die $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Schicht der Heterostruktur gilt $\epsilon_H \simeq 12,0$. Die Lackdicke beträgt $d_L = 55$ nm, das 2DEG liegt in $d_H = 90$ nm Tiefe, wie in Abb. 7.11(a) gezeigt ist. Am metallischen Gate liegt eine Spannung $V_g = V_L = V_H$ an. Aus diesen Größen lässt sich näherungsweise berechnen, welcher unabgeschirmten Gatespannung eine über dem Lacksteg anliegende Spannung entspricht. Für die dielektrische Verschiebung $D_L < D_H$ unter dem Lacksteg gilt:

$$V_H = \frac{d_H D_H}{\epsilon_0 \epsilon_H} = \frac{d_H D_L}{\epsilon_0 \epsilon_H} + \frac{d_L D_L}{\epsilon_0 \epsilon_L} = V_L \quad \Rightarrow \quad D_L = \frac{d_H \epsilon_L}{d_H \epsilon_L + d_L \epsilon_H} D_H \quad (7.1)$$

Die über dem Lack anliegende Spannung $V_g = V_L = V_H$ entspricht damit in etwa einer unabgeschirmten Äquivalenzspannung V_{eff} von

$$V_{eff} \simeq \frac{d_H D_L}{\epsilon_0 \epsilon_H} = \frac{d_H}{\epsilon_0 \epsilon_H} \frac{d_H \epsilon_L}{d_H \epsilon_L + d_L \epsilon_H} D_H = \frac{d_H \epsilon_L}{d_H \epsilon_L + d_L \epsilon_H} V_H = \frac{1}{3} V_g. \quad (7.2)$$

Nach diesem Bild erwartet man, dass der vertikale Einfluss der Gatespannung sichtbar wird, sobald V_{eff} in das Spannungsintervall der Definitionsstufe eintritt. Dieses ist

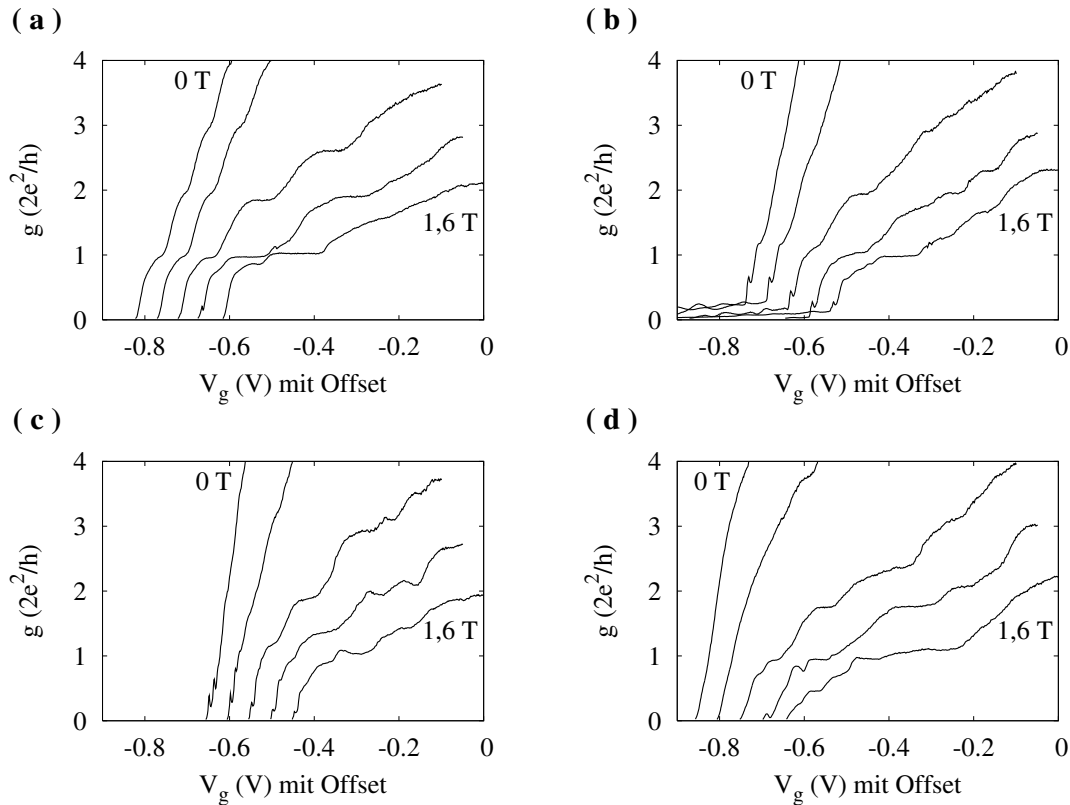


Abbildung 7.12: Magnetfeldentwicklung der linearen Kennlinien der QPCs (a) Split-Gate-QD links, (b) Resorcinarene-QD1 rechts, (c) Resorcinarene-QD2 links, (d) Resorcinarene-QD2 Mitte, von links nach rechts jeweils bei $B = 0\text{ T}$, $0,4\text{ T}$, $0,8\text{ T}$, $1,2\text{ T}$ und $1,6\text{ T}$.

in Abb. 7.11(b) für die Definitionsstufen der Centergate-Kennlinien von Resorcinarene-QD1 und Resorcinarene-QD2 dargestellt. Ohne Abschirmung beginnt ab $V_g \simeq -0,21\text{ V}$ bzw. $-0,20\text{ V}$ die Verarmung des 2DEGs unter den Gates, ab $V_g \simeq -0,34\text{ V}$ ist es vollständig verarmt. Unter dem Lack bedeutet dies, dass die Gatespannung ab $V_g \simeq 3,0 V_{\text{eff}} = -0,63\text{ V}$ bzw. $-0,60\text{ V}$ beginnt, einen Einfluss auf die Elektronendichte im 2DEG zu nehmen. Diese Situation markiert die kritische Spannung V_{krit} . Der Wert stimmt gut mit den beobachteten Werten von $V_{\text{krit}} \simeq -0,64\text{ V}$ (RQD1) bzw. $-0,60\text{ V}$ (RQD2) überein. Allein aufgrund vertikaler Verarmung wäre ab $V_g \simeq -0,34\text{ V} \cdot 3 = -1,02\text{ V}$ kein Transport durch den QD mehr möglich. Dieser Wert wird jedoch in den Messungen nicht erreicht, da der mittlere QPC bereits zuvor durch laterale Verarmung abgeschnürt wird, die gemeinsam mit der vertikalen Verarmung wächst.

Lineare Kennlinien im Magnetfeld

Schwach ausgeprägte oder unterdrückte Plateaus treten oft deutlicher hervor, wenn ein zur 2DEG-Ebene senkrecht Magnetfeld an die Probe angelegt wird. Durch das Magnetfeld wird die Adiabaticität der Probe erhöht, während man zugleich eine diamagnetische Verschiebung der Subbandenergien bewirkt, vgl. Kap. 2.2. In Abb. 7.12 sind die Gatekennlini-

en einiger QPCs mit einem Offset von je $\Delta V_g = 0,05 \text{ V}$ gezeigt, wobei die Magnetfeldstärke von 0 T bis 1,6 T variiert wird. Dargestellt ist der normalisierte Leitwert, nachdem alle Kurven um den seriellen Widerstand R_0 der jeweiligen 0 T-Kurve bereinigt wurden. Durch Variation des seriellen Widerstands mit dem Magnetfeld treten Abweichungen von der ganzzahligen Quantisierung auf. Für alle vier QPCs ergeben sich ausgedehnte Plateaus und distinkte Stufenprofile, die im Fall der Resorcinarene-QPCs zusätzlich moduliert sind. In Abb. 7.12(b) erkennt man, dass die konstante Gatespannung am benachbarten QPC nicht ausreichend war, um den Stromfluss über den Außenbereich der Mesa vollständig zu blockieren. An der Stelle des Pinch-Offs ist ein Reststrom zu beobachten.

Fazit Resorcinarene-QPCs

Zusammenfassend wurden mit der Resorcinarene-Lack-Technik mit sehr gutem Alignment QPCs hergestellt, die über einen Lacksteg hinweg beidseitig verbunden sind und mit einer einzigen Gatespannungsquelle angesteuert werden können. Gegenüber den Split-Gatespart man sich eine Zuleitung je QPC, wobei die gezeigte, auf QDs optimierte Geometrie den Nachteil hat, dass die einzelnen Gates nicht die volle Mesa-Breite abschnüren. Die Gatekennlinien weisen bei konstant definiertem Nachbargate die typische QPC-Charakteristik mit Definitionsstufe, Leitwertquantisierung und Pinch-Off auf. Die Kennlinien sind zeitlich stabil und reproduzierbar. Als Tunnelbarrieren für QDs sind die Resorcinarene-QPCs damit sehr gut geeignet. Die Quantisierung ist weniger stark ausgeprägt als bei den Split-Gate-QPCs, was möglicherweise auf die spezielle Anordnung oder Störstellen im Material zurückzuführen ist. An den Gatekennlinien erkennt man ab einer Grenzspannung den Einfluss der Gatespannung, die über dem Lack anliegt. Durch vertikale Verarmung erhält man positivere Pinch-Off-Spannungen und geringere V_g -Differenzen der Plateaus. Die Grenzspannung kann durch die Lackdicke eingestellt werden. Die Eigenschaften der Resorcinarene-Einzel-QPCs sollten zukünftig noch in einer vereinfachten Probengeometrie, z.B. der von Probe C8ro, untersucht werden.

Messungen an Resorcinarene-Quantenpunkten

Nach der Charakterisierung der einzelnen QPCs wurden durch Definition von jeweils drei QPCs die Quantenpunkte untersucht. Dazu wurden die beiden äußeren QPCs knapp unter der ersten Leitwertstufe definiert und V_g am mittleren QPC schrittweise bis zum Pinch-Off reduziert. Anschließend wurde die negative Spannung an den seitlichen QPCs erhöht und eine nächste Gatekennlinie des mittleren Gates aufgenommen, etc. Es wurde darauf geachtet, dass der QD symmetrisch ist, d.h. die Tunnelbarrieren zu beiden Seiten etwa gleich durchlässig sind. An allen drei QDs wurde Coulomb-Blockade beobachtet.

Split-Gate-QD: Die Messdaten dieses QDs sind stärker verrauscht als die der Resorcinarene-QDs. Es konnten nur in manchen Kurven Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachtet werden. Möglicherweise liegt dies an QPC C, dessen Kennlinie in der untersten Leitwertstufe Rauschen aufweist. In Abb. 7.13 sind die Gatekennlinien des mittleren Gates für zwei verschiedene Konfigurationen der äußeren Tunnelbarrieren gezeigt. Zum Vergleich ist jeweils eine Messung in Abwärts- und Aufwärts-Richtung angegeben. Man erkennt

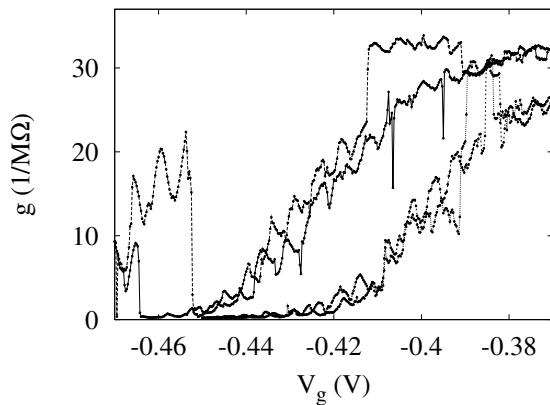


Abbildung 7.13: Split-Gate-QD C11ro: QPCs A & C bilden Tunnelbarrieren, die in den oberen beiden Kurven durchlässiger sind als in den unteren. Die Oszillationen sind durch $T \simeq 250$ mK verbreitert. Elektrische Umladungen bewirken Sprünge zwischen definierten Zuständen.

Oszillationen, die prinzipiell reproduzierbar sind. Sie werden allerdings durch Sprünge in V_g -Richtung und durch „Einbrüche“ in Form einzelner Messpunkte gestört. Am meisten fallen die starken Sprünge zwischen zwei benachbarten diskreten Zuständen auf. Diese sind auf Umladungen im Elektronenhintergrund zurückzuführen. Die Oszillationen haben in der Nähe des Pinch-Offs über die vier gezeigten Kurven gemittelt eine Periode von $\Delta V_g = 5,37$ mV. Dies entspricht nach $C_g = e/\Delta V_g$ einer Gatekapazität von $C_g \simeq 30$ aF. Im Anschluss an einen thermischen Zyklus waren alle Kennlinien dieses QDs stark verrauscht und wiesen keinerlei Coulomb-Blockade-Oszillationen mehr auf.

In Abb. 7.14 sind die Positionen in V_g und Gatespannungsdifferenzen ΔV_g der Coulomb-Blockade-Oszillationen aller drei QDs aufgetragen. Die Oszillationen des Split-Gate-QDs treten bei den geringsten $|V_g|$ auf. Die Peak-Abstände sind größer als bei beiden Resorcinarene-QDs, was auf eine kleinere Gatekapazität schließen lässt. Die Werte sind stark gestreut und können nur auf ca. 0,5 mV genau abgelesen werden. Bei den anderen beiden QDs ist klar zu erkennen, dass die Peak-Abstände mit der negativen Gatespannung anwachsen. Bei diesem QD ist der Trend schwieriger zu erkennen. Ein linearer Fit an die Messdaten ergibt eine Abnahme der Peak-Abstände von $d(\Delta V_g)/dV_g \simeq (-6,2 \pm 3,9)$ mV/V.

Resorcinarene-QD1: In Abb. 7.15(a) ist eine Schar von Kennlinien gezeigt, die zur besseren Übersicht gegeneinander verschoben sind. Von oben nach unten werden die Tunnelbarrieren sukzessive symmetrisch erhöht, wodurch der Pinch-Off zu positiveren Gatespannungen wandert. Allen Kurven liegen regelmäßige Coulomb-Blockade-Oszillationen zugrunde. Diese sind jedoch gestört, da die Kurven sich ständig leicht in V_g -Richtung verschieben. Die Sprünge in der Gatespannung können durch Umladungen im Substrat zustande kommen, die durch den QD quasi als Elektrometer detektiert werden. Die Eigenschaften des QDs ändern sich nach dem thermischen Zyklus. Die Sprünge in V_g -Richtung sind, wie aus Abb. 7.15(b) ersichtlich ist, nach dem erneuten Abkühlen verschwunden. Demnach handelt es sich bei den Aufladungen nicht um ein prinzipielles Problem von Resorcinarene-QDs. Statt dessen treten nun „Einbrüche“ in Form einzelner Messpunkte auf. Die Amplitude der Oszillationen verringert sich, der Anstieg der Kurven wird deutlich steiler. Die

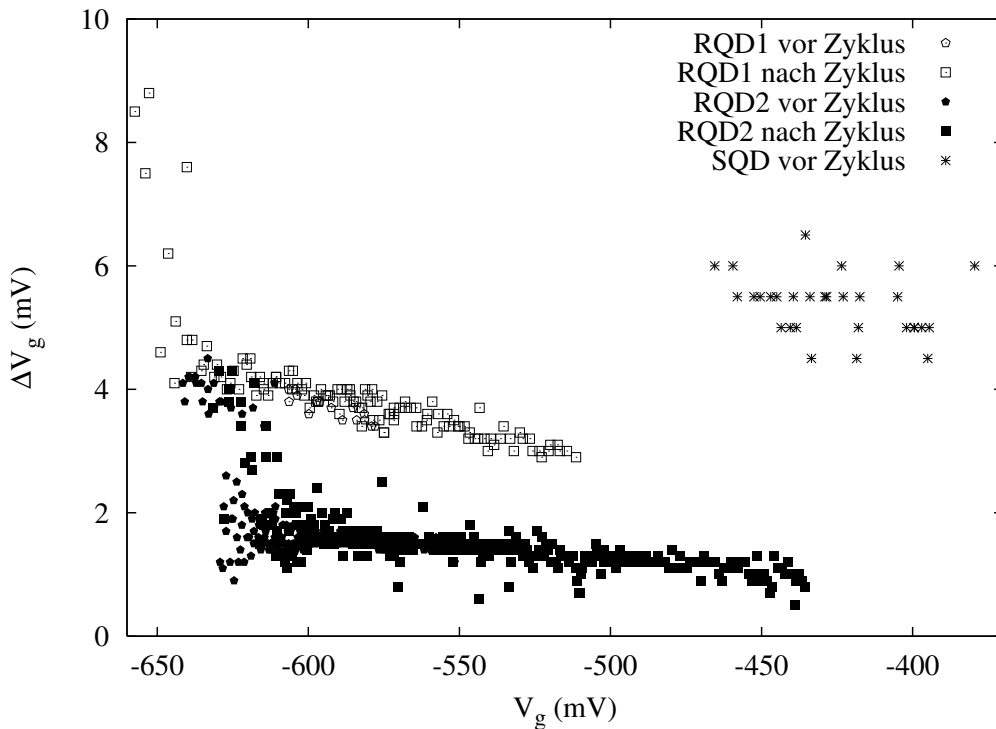


Abbildung 7.14: Gatespannungswerte und Abstände der Coulomb-Blockade-Oszillationen aller drei QDs vor und nach dem thermischen Zyklus. ΔV_g nimmt etwa linear mit V_g ab. Sprünge in ΔV_g deuten auf eine grundlegende Veränderung des QD-Zustands hin.

Oszillationen haben vor dem thermischen Zyklus eine Periode von $\Delta V_g \simeq 3,68$ mV. Als Gatekapazität erhält man $C_g \simeq 44$ aF. Nach dem thermischen Zyklus bleibt die Periode mit $\Delta V_g \simeq 3,75$ mV nahezu unverändert. Zusätzlich erstrecken sich die Oszillationen jedoch zu etwas negativeren Gatespannungen. In diesem Bereich findet ein Übergang zu Oszillationen mit größerer Periode im Abstand $\Delta V_g \simeq 7,64$ mV statt. ΔV_g hat sich damit in etwa verdoppelt. Die Ursachen für dieses Verhalten werden in Kap. 8.2 diskutiert. Mit zunehmend negativer Gatespannung wachsen die kleineren Peak-Abstände sowohl vor als auch nach dem thermischen Zyklus etwa linear von ca. 3,0 mV auf 5,0 mV an. Ein Geradenfit liefert $d(\Delta V_g)/dV_g \simeq (-16,8 \pm 2,6)$ mV/V vor bzw. $d(\Delta V_g)/dV_g \simeq (-11,8 \pm 0,5)$ mV/V nach dem thermischen Zyklus.

Resorcinarene-QD2: Dieser QD hat stabile Tunnelbarrieren. Er weist sowohl vor als auch nach dem thermischen Zyklus ausgeprägte störungsarme Coulomb-Blockade-Oszillationen auf. Es treten keine Verschiebungen in der Gatespannung, kaum diskrete Sprünge und kaum „Einbrüche“ auf. Daher konnten an dieser Struktur auch nichtlineare Transportmessungen durchgeführt werden, die in Kap. 8.2.2 gezeigt sind. In Abb. 7.16(a) sind einige Leitwertkurven in Abhängigkeit von der Gatespannung am mittleren QPC vor dem thermischen Zyklus aufgetragen. Abb. 7.16(b) zeigt das Äquivalent nach erneutem Abkühlen. Wie zuvor wurden die Tunnelbarrieren sukzessive geschlossen, wodurch der Gesamtleit-

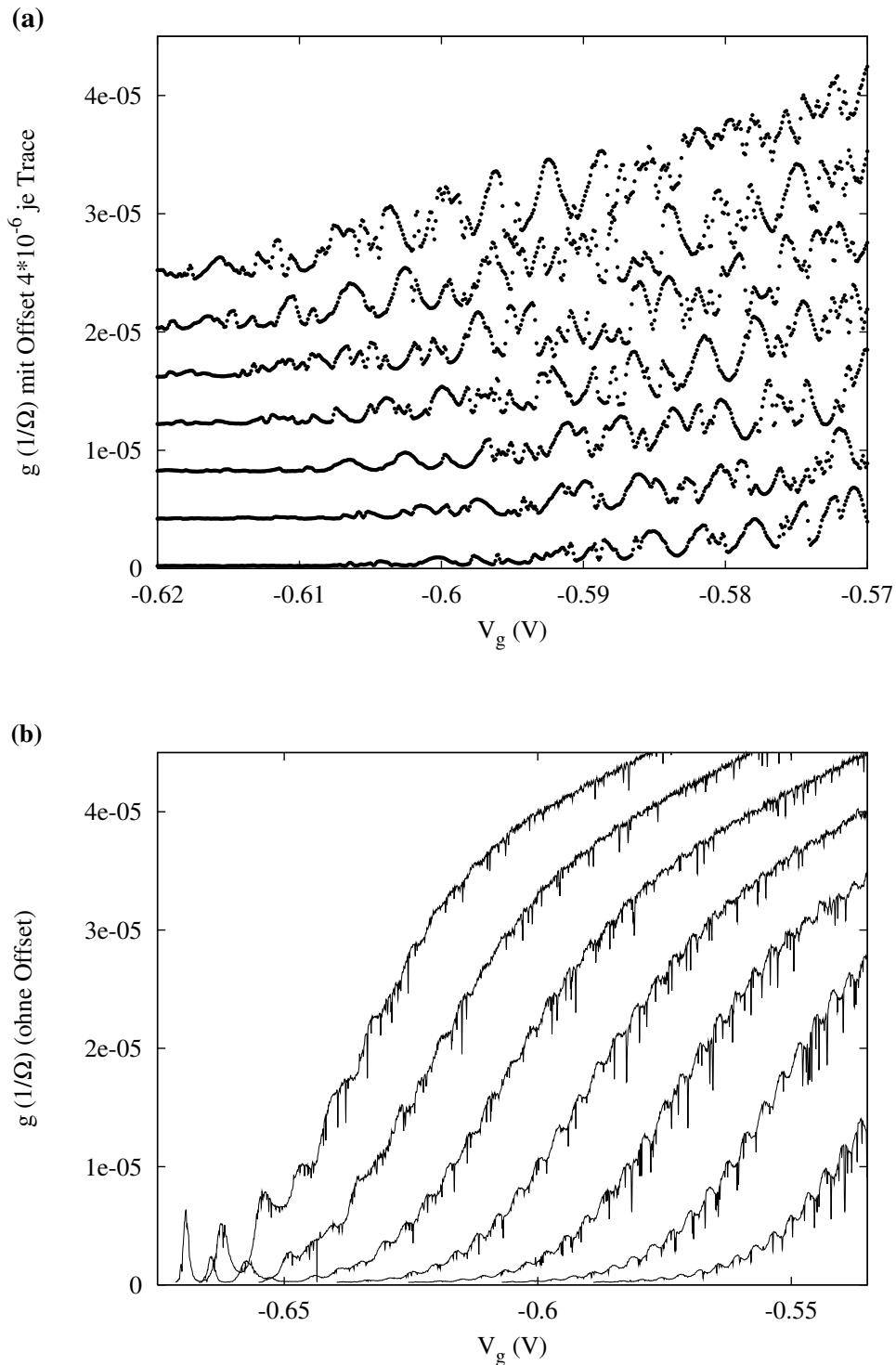


Abbildung 7.15: (a) Coulomb-Blockade-Oszillationen von C11ro, Resorcinarene-QD1: die Kurven sind zur Verdeutlichung gegeneinander verschoben. Von oben nach unten wird V_{g} an den äußeren QPCs betragsmäßig erhöht. Die Oszillationen sind durch $T \simeq 250$ mK verbreitert. Durch elektrische Umladungen treten Sprünge in V_g -Richtung auf.

(b) Gleicher QD nach thermischem Zyklus. Die Sprünge in V_g sind verschwunden, man sieht schwach ausgeprägte stabile Coulomb-Blockade-Oszillationen mit „Einbrüchen“ und größeren Peak-Abständen nahe des Pinch-Offs. Messung bei $B = 1$ T.

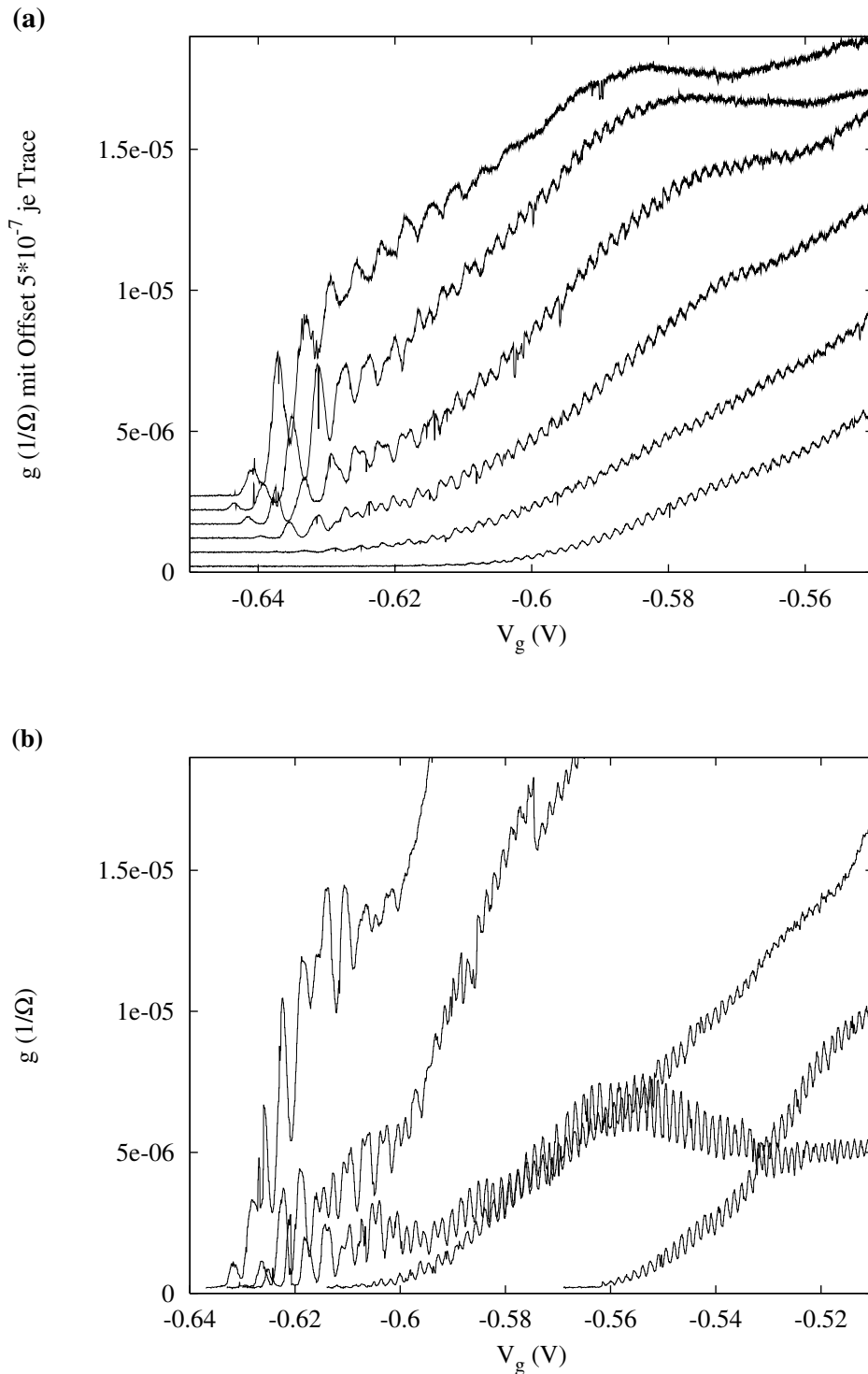


Abbildung 7.16: (a) C11ro, Resorcinarene-QD2: Coulomb-Blockade-Oszillationen, Kurven mit y-Offset. Von oben nach unten wird V_g an den äußeren QPCs betragsmäßig erhöht. Alle Kurven weisen regelmäßige Oszillationen auf, die durch $T \simeq 250$ mK verbreitert sind. Es findet ein Übergang zwischen zwei Perioden statt.

(b) Gleicher QD nach thermischem Zyklus. Die Kurvenform hat sich verändert, die Coulomb-Blockade-Oszillationen sind qualitativ ähnlich geblieben. Die Zunahme der Amplitude deutet auf eine tiefere Temperatur hin.

wert und der Absolutwert der Pinch-Off-Spannung von der obersten zur untersten Kurve sinkt. Die Oszillationen sind vor und nach dem Zyklus qualitativ ähnlich, was für die Stabilität des QDs spricht. Der Pinch-Off hat sich zu etwas geringerer negativer Spannung verschoben, die Amplitude der Oszillationen hat sich vergrößert, was auf eine reduzierte Basistemperatur hinweist. In beiden Abbildungen fällt auf, dass der QD bei Variation der Tunnelbarrieren einen Übergang zwischen Oszillationen mit zwei verschiedenen Perioden durchläuft. Im Bereich schwacher Ankopplung, bei weit geschlossenen Barrieren und niedrigeren negativen Gatespannungen, beobachtet man die kleinere Periode. In einem Übergangsbereich der Tunnelraten und der Gatespannung koexistieren zwei verschiedene Perioden. Bei durchlässigen Tunnelbarrieren und hohen negativen Gatespannungen dominiert zunehmend die größere Periode. Diese Beobachtung ist auf die Entstehung eines Doppel-QDs zurückzuführen und wird in Kap. 8.2 diskutiert. Die breiten Oszillationen haben vor dem thermischen Zyklus einen Abstand von $\Delta V_g \simeq 3,85$ mV. Bei einem Konvertierungsfaktor von $\alpha \simeq 10\%$, der in [3] aus einer nichtlinearen Messung bestimmt wurde, entspricht das einer Energiedifferenz von ca. $385 \mu\text{eV}$. Die Gatespannungsdifferenzen der schmalen Oszillationen machen mit $\Delta V_g \simeq 1,54$ mV nur 40% der breiten Oszillationen aus. Die Gatekapazität ergibt sich zu $C_g \simeq 104$ aF. Die größere Periode ist der kleineren Periode von Resorcinarene-QD1 vergleichbar. Da QD2 eine größere Fläche hat, erwartet man auch geringere Peakabstände. Die Kurven für QD1 und QD2 haben unterschiedliche Steigungen $\Delta V_g(V_g)$.

Nach dem thermischen Zyklus beträgt die Gatespannungsdifferenz der breiten Oszillationen 3,84 mV und die der schmalen 1,51 mV entsprechend $384 \mu\text{eV}$ bzw. $151 \mu\text{eV}$. Nachdem die Probe auf Raumtemperatur aufgewärmt und erneut abgekühlt wurde, haben sich die Abstände um nur 0,3% bzw. 2,1% geändert. Nimmt man näherungsweise eine lineare Abhängigkeit der kleineren Peak-Abstände von V_g an, erhält man vor dem thermischen Zyklus $d(\Delta V_g)/dV_g \simeq (-3,7 \pm 0,5)$ mV/V und danach $d(\Delta V_g)/dV_g \simeq (-4,0 \pm 0,3)$ mV/V. Im zweiten Fall, in dem sich die Oszillationen über ein großes Gatespannungsintervall erstrecken, sieht man, dass das Wachstum nicht linear ist, sondern die Peak-Abstände zu höheren Gatespannungsbeträgen hin überproportional anwachsen. Die funktionale Abhängigkeit der Kurven $\Delta V_g(V_g)$ ist durch die individuelle Geometrie und Potentialform des QDs bestimmt. Im vorliegenden Fall ergeben Fits an Abb. 7.14 mit einer inversen Wurzelfunktion eine gute Übereinstimmung mit geringerem Fehler als die Geradenfits.

7.4 Fazit und Ausblick für Resorcinarene-Strukturen

Es wurde gezeigt, dass sich C-Methylcalix[4]resorcinarene hervorragend als Elektronenstrahl-Negativlack eignen, mit dem problemlos Strukturen mit Abmessungen bis unter 100 nm bei einem Alignment von besser als 50 nm erzeugt werden können. Nun kann diese Technologie auf Nanostrukturen in beliebiger Anordnung übertragen werden.

In Probe C11ro wird die Qualität der Oszillationen durch zwei grundsätzliche Faktoren beeinträchtigt. Dies sind einerseits die erhöhte Proben temperatur und andererseits Inhomogenitäten und Umladungen im Probenmaterial. Die erhöhte Proben temperatur sorgt für verbreiterte Coulomb-Blockade-Peaks und eine mangelnde Auflösung der einzelnen Peaks sowie der nichtlinearen Rauten-Strukturen in Kap. 8. Durch Inhomogenitäten erhält man verstärktes Rauschen und instabile Tunnelbarrieren, wodurch die Coulomb-Blockade zerstört wird. Spontane Umladungen bewirken Sprünge in den Oszillationen. Insgesamt ist in dieser Probe die Qualität der Messungen an beiden Resorcinarene-QDs besser als am Split-Gate-QD vergleichbarer Größe. Sie lässt auf sehr gute Ergebnisse hoffen, sobald die beiden Einschränkungen durch Temperatur und Substrat überwunden sind. Die Reproduzierbarkeit der Kennlinien weist darauf hin, dass keine Aufladung des Resorcinarene-Lacks stattfindet. Zudem sind zur Definition der Resorcinarene-Strukturen weniger Gates nötig. Die Resorcinarene-Technologie hat sich damit im Test an QD-Strukturen bewährt.

Wenn Nanostrukturen mit dieser Technologie konzipiert werden, muss bei der Dimensionierung darauf geachtet werden, dass die effektive Gatespannung an der Lackstruktur deutlich geringer ist als die Definitionsspannung, damit sie keinen Einfluss auf das 2DEG ausübt. Der Resorcinarene-Lack schirmt die über dem Lack anliegende Gatespannung bis zu einer Grenzspannung V_{krit} vollständig ab. V_{krit} lässt sich durch die Lackdicke einstellen. Für $|V_{\text{g}}| > |V_{\text{krit}}|$ beeinflusst die vertikale Verarmung durch die Lackschicht hindurch die Messergebnisse und muss bei der Interpretation der Messdaten berücksichtigt werden. Umgekehrt kann die Verarmung gezielt eingesetzt werden, um durchstimmbare Barrieren zu erzeugen. Dies ist z.B. an Resorcinarene-QD2 zu sehen, dessen Verarmungsrate dn/dV_{g} sich für $V_{\text{g}} < V_{\text{krit}}$ ändert und der anschließend in einen Doppel-QD mit sinkender Kopplungsstärke übergeht. Über ein einfaches Kapazitätsmodell gelangt man zu einer guten Abschätzung der Effektivität der Abschirmung.

In Abb. 7.17(a) und Abb. 7.17(b) sind REM-Aufnahmen von QDs nach dem Muster von Probe C11ro zu sehen. Als Beispiele für weitere Anwendungen sind in Abb. 7.18(a) und Abb. 7.18(b) Teststrukturen für einen Quantenring mit einem Durchmesser von ca. 500 nm angeführt. Abb. 7.19(a) und Abb. 7.19(b) zeigen parallele QPC-Strukturen. Entsprechend ließe sich eine Mehrfach-QD-Struktur auf Resorcinarene-Basis ebenso vorstellen wie andere Geometrien, die mit Split-Gates oder *in-plane*-Gates nur schwer realisierbar bzw. mechanisch oder elektrostatisch sehr empfindlich sind.

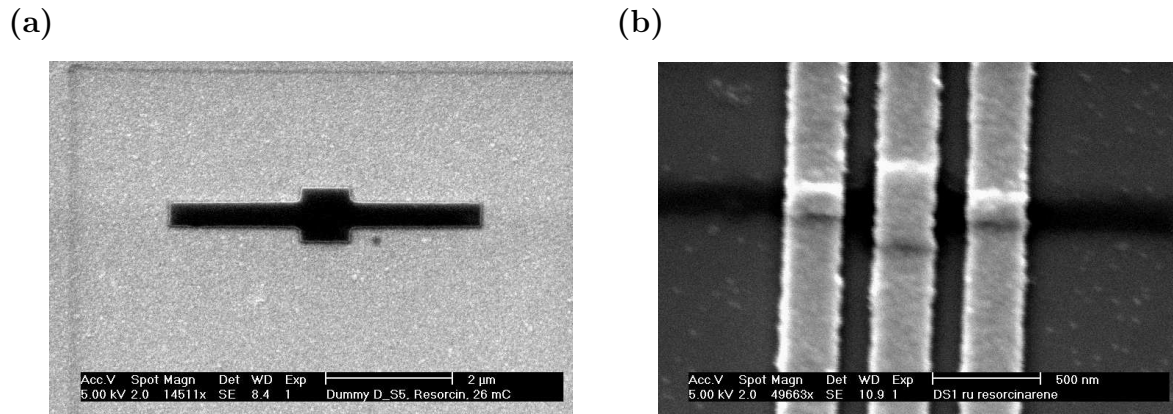


Abbildung 7.17: (a) QD aus Resorcinarene-Lack, Skala: 2 μm.
 (b) QD aus Resorcinarene-Lack mit drei Steuergates, Skala: 500 nm.

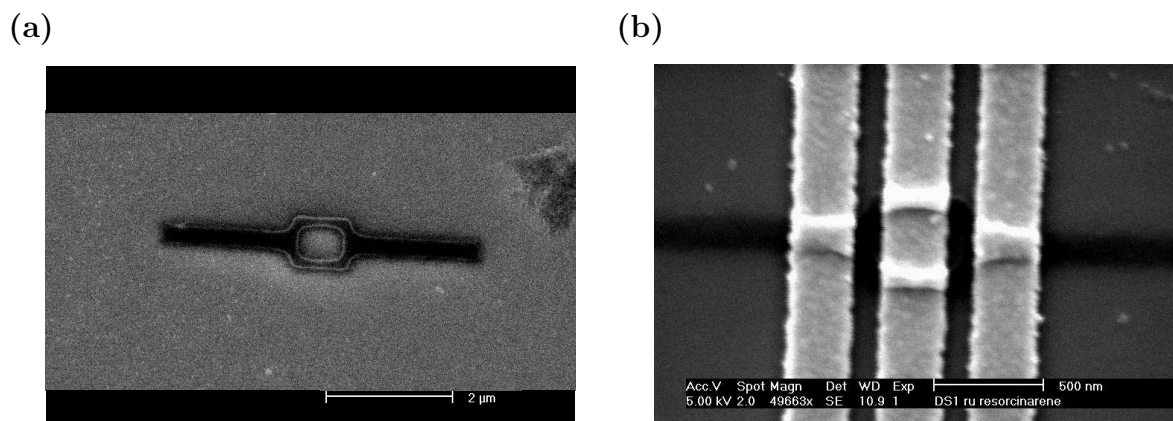


Abbildung 7.18: (a) Quantenring aus Resorcinarene-Lack, Skala: 2 μm.
 (b) Quantenring aus Resorcinarene-Lack mit drei Steuergates, Skala: 500 nm.

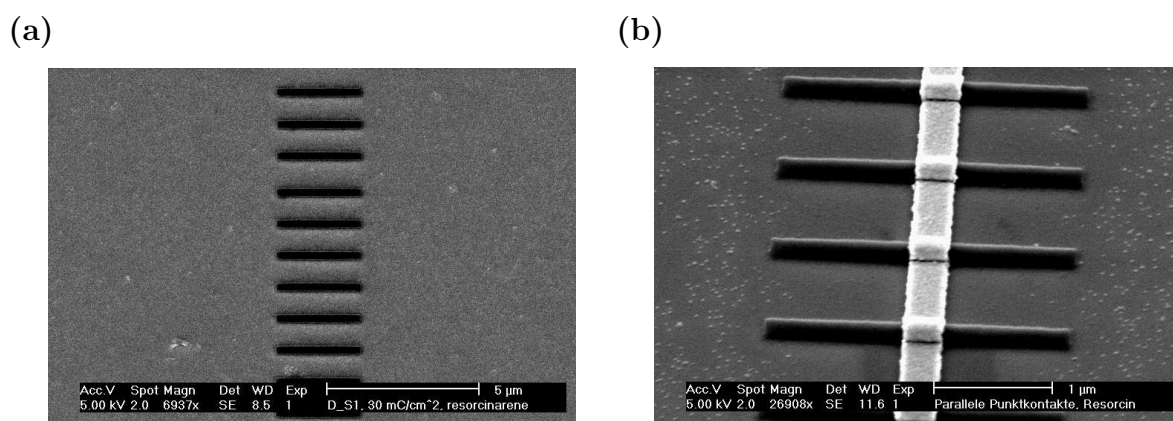


Abbildung 7.19: (a) Parallele QPCs aus Resorcinarene-Lack, Skala: 5 μm.
 (b) Goldgate über Resorcinarene-Lackstegen, Skala: 1 μm.

8 Messungen an Quantenpunkten

Die Theorie der Ladungsquantisierung und Coulomb-Blockade an Quantenpunkten ist in Kap. 2.3 dargelegt. In diesem Kapitel werden Messungen an QDs der Proben C4lu, C4lo und der Probe C11ro aus Kap. 7.3 analysiert. Dabei werden die Periode, Amplitude und Halbwertsbreite der Coulomb-Blockade-Oszillationen, die Gatespannungs-Abhängigkeit, das Magnetfeldverhalten, die Kapazitäten und die Probentemperatur untersucht.

8.1 Coulomb-Blockade eines Einzel-Quantenpunkts

Probe C4lo besteht aus zwei QDs, die aus je vier Gates aufgebaut sind. In Abb. 8.1 ist eine REM-Aufnahme der Probenstruktur gezeigt. Alle gezeigten Messungen wurden an QD1 durchgeführt. Der Niveauabstand lässt sich nach Gl. (2.18) zu $\Delta E \simeq \hbar^2 / (m_{\text{eff}} r_0^2) \simeq 14 \mu\text{eV}$ abschätzen, wobei $r_0 \simeq 300 \text{ nm}$ der maximale Radius des QD1 bei Definition unter Berücksichtigung einer Verarmungszone von 60 nm ist. Aus der 2DEG-Analyse mit dem Quanten-Hall-Effekt lässt sich die Fermienergie ϵ_F im ungestörten Elektronengas mit $m_{\text{eff}} = 0,067 m_e$ und $k_F \simeq 100 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ zu $\epsilon_F = (\hbar k_F)^2 / (2 m_{\text{eff}}) \simeq 5,6 \text{ meV}$ abschätzen. Demnach befinden sich bei Definition größenordnungsmäßig $N \simeq \epsilon_F / \Delta E \simeq 400$ Elektronen auf QD1.

Lineare Transportuntersuchungen

Zur Messung von Coulomb-Blockade-Oszillationen werden die beiden äußeren QPCs anhand der Tunnelströme separat auf denselben Leitwert unterhalb des ersten Plateaus eingestellt. Definiert man beide QPCs gleichzeitig, erhält man einen symmetrischen QD. Nun wird die Gatespannung V_g am Centergate variiert. In Abb. 8.2(a) sind 12 Kurven gezeigt, in welchen die Spannung am oberen Doppelgate konstant gehalten ist, während die Spannungen an beiden äußeren unteren Gates schrittweise reduziert werden. Mit wachsendem

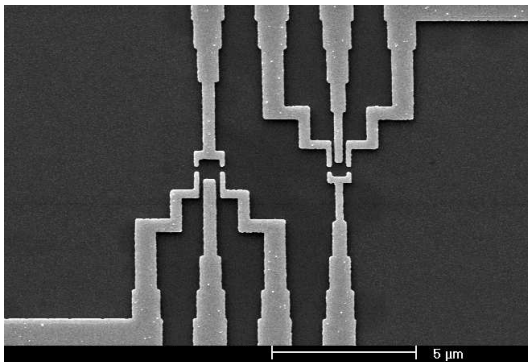


Abbildung 8.1: REM-Aufnahme des Dummys zu Probe C4lo: zwei QDs aus je vier Gates. Die geometrischen Abmessungen des linken QD1 entsprechen einem Quadrat von $(700 \text{ nm})^2$, die des rechten QD2 $(500 \text{ nm})^2$. Die äußeren QPCs bestimmen die Tunnelbarrieren und sind je 200 nm breit. Skala: 5 μm .

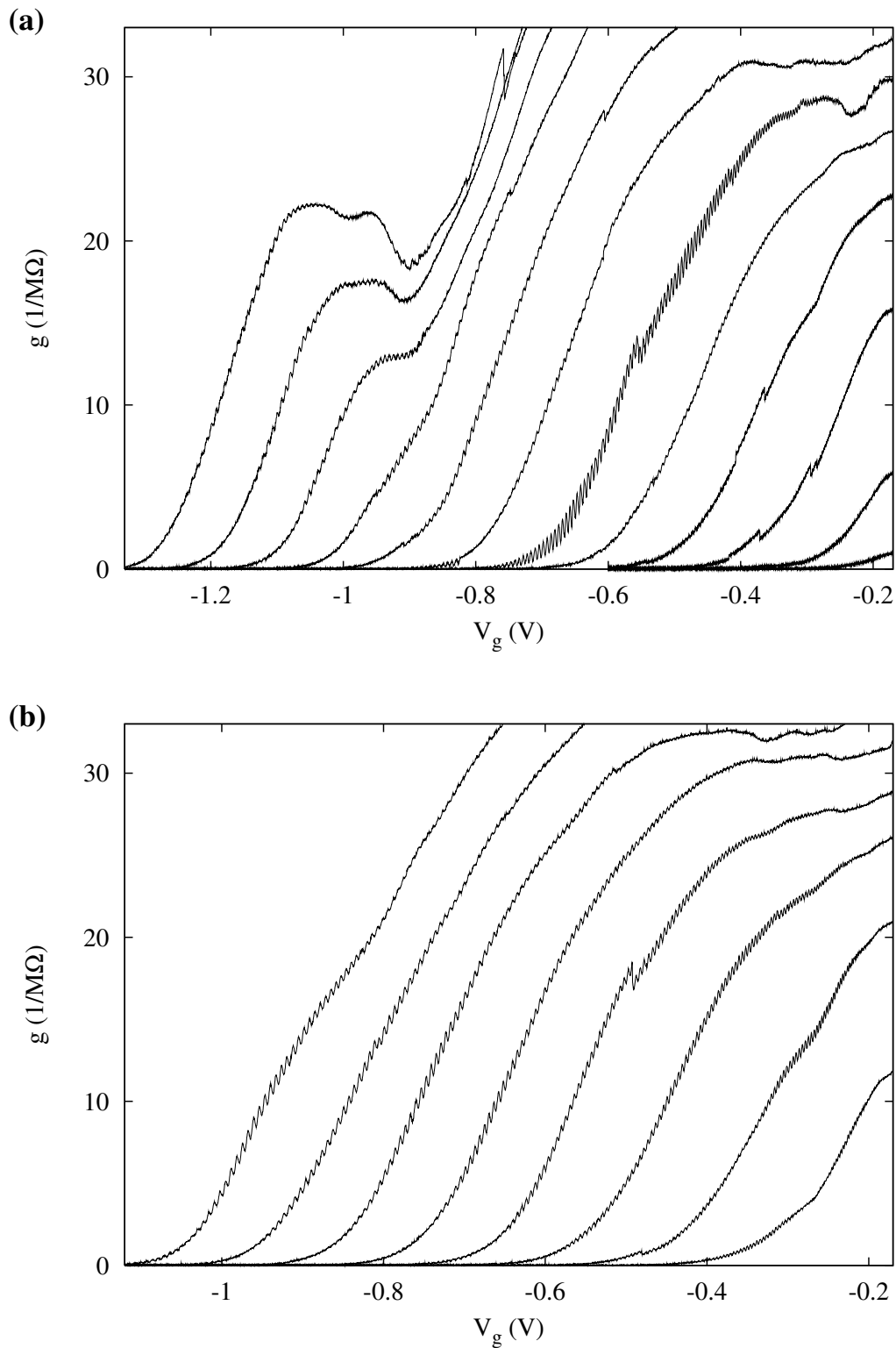


Abbildung 8.2: Lineare Coulomb-Blockade-Messungen an Probe C4lo, QD1.

(a): $V_o = -0,36$ V konstant, schrittweise Änderung der Spannung an den Einzelgates von $V_{ul} = -0,314$ V / $V_{ur} = -0,264$ V (linke Kurve) bis $V_{ul} = -0,435$ V / $V_{ur} = -0,374$ V (rechts).

(b): $V_{ul} = -0,380$ V und $V_{ur} = -0,324$ V konstant, $V_o = -0,32$ V (links) bis $-0,39$ V (rechts).

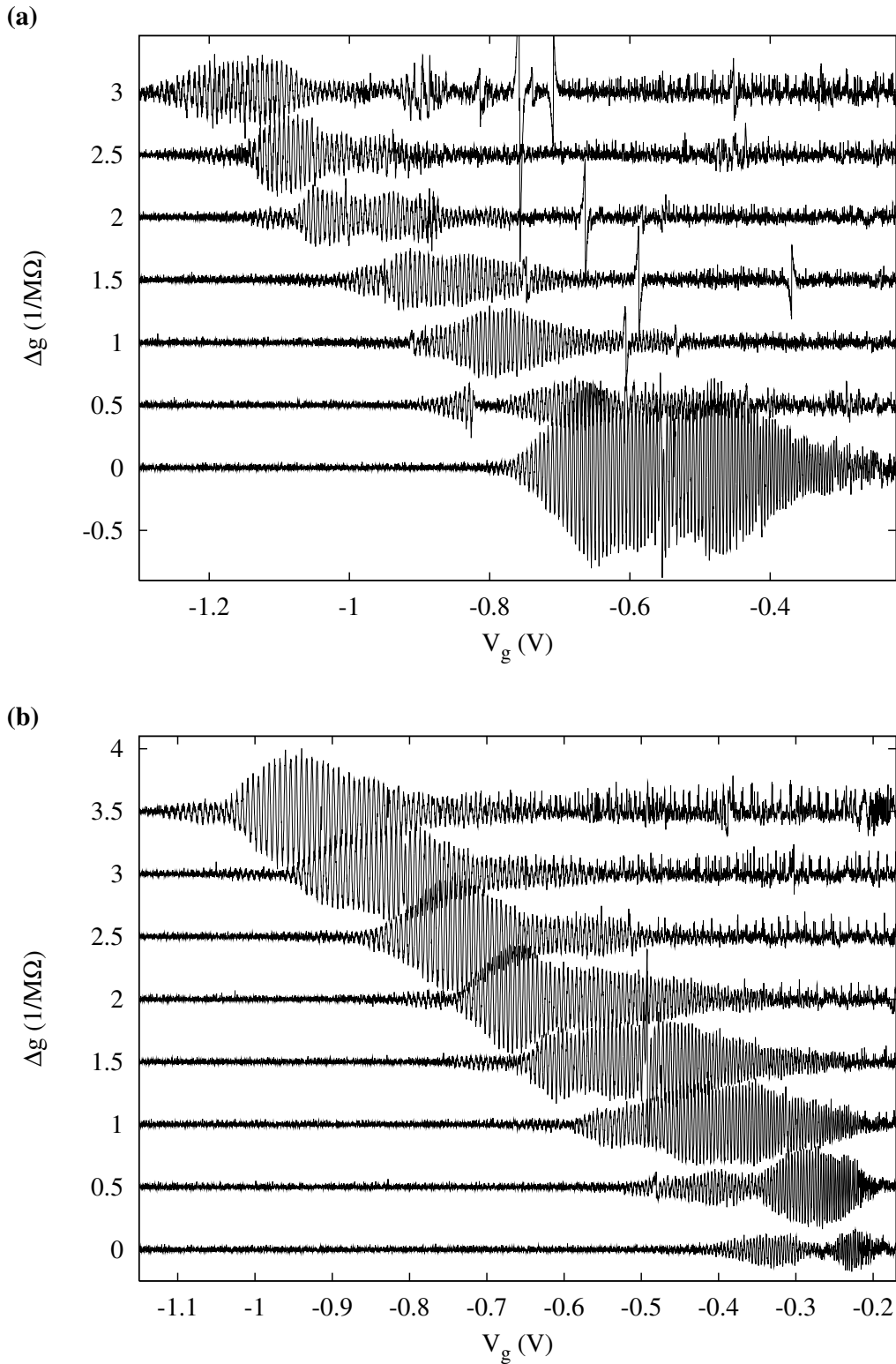


Abbildung 8.3: (a) Oszillationen als Abweichung des Leitwerts g von der über ein Intervall von 5 mV geglätteten Leitwertkurve der sieben linken Kurven aus Abb. 8.2(a). (b) Oszillationen der Kurven aus Abb. 8.2(b). Offset: $\Delta g = 0,5 \text{ 1/M}\Omega$ pro Kurve.

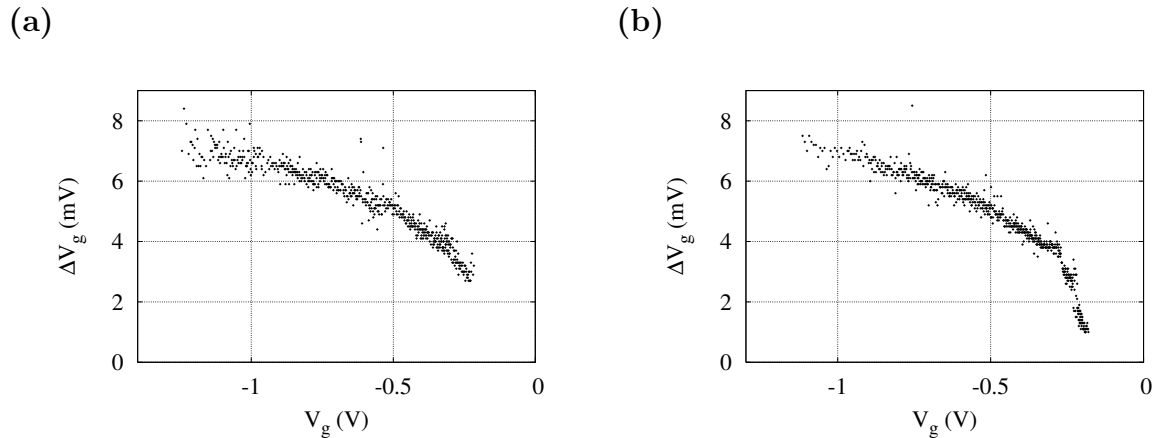


Abbildung 8.4: (a) Abstand $\Delta V_g(V_g)$ der CB-Maxima aller Kurven aus Abb. 8.2(a). (b) Abstand $\Delta V_g(V_g)$ der CB-Maxima aus Abb. 8.2(b).

Gatespannungsbetrag sinkt der Leitwert durch die Tunnelbarrieren, und der Pinch-Off wandert zu positiveren V_g . Abb. 8.2(b) stellt die Messung für den umgekehrten Fall dar, dass V_{ul} und V_{ur} konstant gehalten werden, während V_o reduziert wird. Der Verlauf der Kurven ist vergleichbar. Bei weit geöffneten Tunnelbarrieren bildet sich in Abb. 8.2(a) zusätzliche Substruktur im Kotunnel-Untergrund aus. Alle Kurven weisen bis zu 110 Coulomb-Blockade-Oszillationen über den gesamten Kotunnel-Bereich von Definitionsstufe bis Pinch-Off auf. Die Amplitude der Oszillationen ist gering, was vermutlich auf eine erhöhte Proben temperatur zurückzuführen ist. Um die regelmäßigen Oszillationen deutlicher hervorzuheben, wurden die Oszillationen in Abb. 8.3 vom Untergrund separiert, indem die Kurven mit einer Gaußkurve der Breite 5 mV geglättet und von den Originaldaten subtrahiert wurden. Man erkennt, wie sich der Oszillationsbereich mit wachsenden Tunnelbarrieren zum Nullpunkt verschiebt.

Dass der Abstand benachbarter Peaks über den Gatespannungsbereich nicht konstant ist, ist aus Abb. 8.4(a) und Abb. 8.4(b) ersichtlich. Hier sind für alle Kurven aus Abb. 8.2(a) und (b) die Abstände benachbarter Maxima in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgetragen. Der Abstand $\Delta V_g(V_g)$ wächst über den Kotunnelbereich (ca. -0,25 V bis -1,3 V) von 3 mV auf 7 mV an. Die Größe des QDs im 2DEG wird im Wesentlichen durch V_g am Centergate bestimmt, so dass man bei negativeren V_g eine kleinere Fläche und dadurch eine kleinere Gatekapazität C_g und einen größeren Peak-Abstand erhält. Nach $\Delta V_g = e/C_g$ sinkt C_g von 53 aF auf 23 aF ab. Der Verlauf ist näherungsweise linear und für die Kurven aus (a) und (b) identisch. Die Daten der einzelnen Kurven liegen alle auf demselben $\Delta V_g(V_g)$ -Ast, was zeigt, dass die Spannungswerte der Tunnelbarrieren nur geringen Einfluss auf den Abstand ausüben, der durch die Gatekapazität bestimmt ist. In (b) beobachtet man, dass die Kurve für $V_g \geq -0,25$ V abknickt und eine größere negative Steigung aufweist. Dies ist charakteristisch für eine plötzliche Änderung des Mechanismus, der die Dotgröße bestimmt. Die Spannungswerte korrespondieren mit der Definitionsstufe der Gatespannungskurven, in welcher das 2DEG unter dem Centergate nicht mehr vollständig verarmt ist. Von der Gate-Spitze aus beginnend können Elektronen zunehmend unter dem

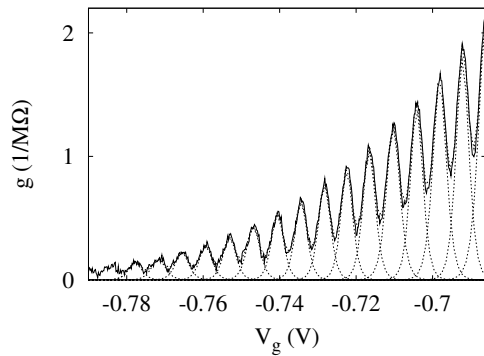


Abbildung 8.5: Fit an Coulomb-Blockade-Peaks über $f(x) = \frac{a}{\cosh^2((x-x_i)/b_i)}$. Mittlere Halbwertsbreite: 3,91 mV.

Centergate hindurchtunneln, da die vertikale Verarmung reduziert wird. So erhält man effektiv einen QD größerer Fläche. Durch den Übergang von lateraler zu vertikaler Verarmung als größenbestimmenden Faktor wird die Rate der Flächenänderung dA/dV_g und damit dC_g/dV_g bzw. die Steigung $d(\Delta V_g)/dV_g$ modifiziert.

Nach Gl. 2.28 erwartet man, dass die Form der einzelnen Coulomb-Blockade-Peaks der Funktion $f(x) = a_i \cosh^{-2}((x-x_i)/b_i)$ folgt. In Abb. 8.5 ist ein Fit an einen Ausschnitt der Kurve mit den Oszillationen größter Amplitude aus Abb. 8.2 gezeigt. Die Kurve ergibt sich mit sehr guter Übereinstimmung aus der Überlagerung der Einzelpeaks. Durch deren Analyse erhält man eine mittlere Halbwertsbreite von $V_{1/2} = 3,91$ mV.

8.2 Vom Einzel- zum Doppel-Quantenpunkt

Die Geometrie der QDs von Probe C11ro wurde in Kap. 7.3.2 vorgestellt. Durch die Anordnung der Resorcinarene-QDs RQD1 und RQD2, in welcher der Abstand eines Centergates vom 2DEG im QD-Bereich durch einen Lacksteg moduliert wird, entsteht bei geringen negativen Gatespannungen ein regulärer Einzel-QD. Wie im Folgenden gezeigt wird, bewirkt das Centergate bei größeren Gatespannungsbeträgen eine variable Tunnelbarriere im Zentrum des QDs. Dadurch kann man einen Übergang zu einem zunehmend entkoppelten seriellen Doppel-QD beobachten. Dieser zeichnet sich als Periodenverdopplung in den linearen Coulomb-Blockade-Messungen an RQD1 und RQD2 ab. Alle gezeigten Daten bis auf Abb. 8.6(a) stammen von RQD2, da dieser die zeitlich stabileren Probeneigenschaften aufwies. Aus demselben Grund wurden nur an RQD2 nichtlineare Transportuntersuchungen durchgeführt. Diese werden in Kap. 8.2.2 gezeigt und ermöglichen eine Kapazitäts- und Temperaturanalyse der Probe.

8.2.1 Abstandsverdopplung in linearen Messungen an Probe C11ro

Wie anhand der Abstände $\Delta V_g(V_g)$ der Coulomb-Blockade-Peaks in Abb. 8.6(a) andeutungsweise und in Abb. 8.6(b) klar zu sehen ist, tritt sowohl in Resorcinarene-QD1 nach dem thermischen Zyklus als auch in Resorcinarene-QD2 vor und nach dem thermischen Zyklus eine Abstandsverdopplung der Oszillationen auf. Bei RQD1 durchläuft die Peri-

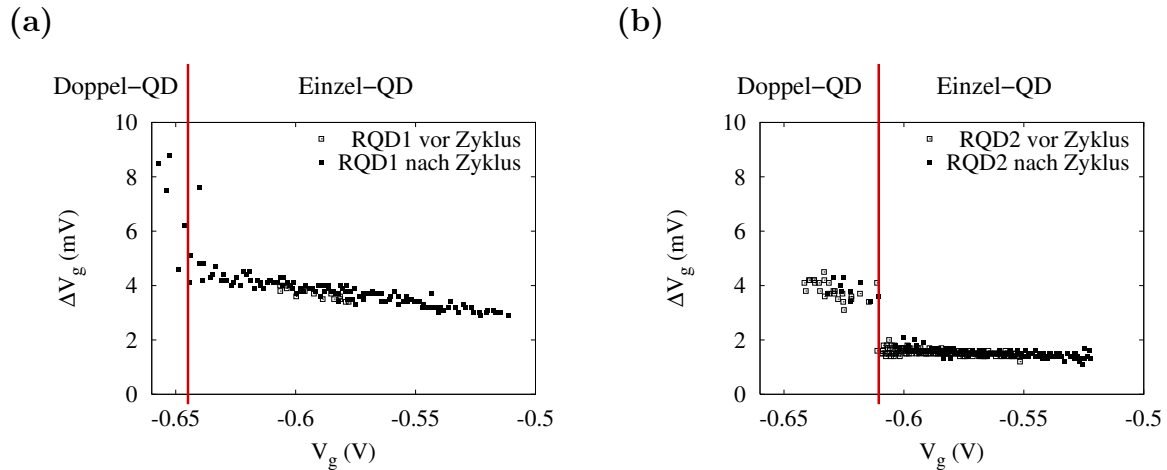


Abbildung 8.6: (a) Abstände der Coulomb-Blockade-Maxima von Probe C11ro, RQD1. (b) Abstände der Coulomb-Blockade-Maxima von Probe C11ro, RQD2. Die Abstandsverdopplung zeigt einen Übergang zwischen Einzel-QD und Doppel-QD an. „Vor Zyklus“ und „nach Zyklus“ bezieht sich auf Daten aus zwei Messzyklen im Kryostat, zwischen welchen die Probe auf Raumtemperatur erwärmt und erneut abgekühlt wurde.

oder einen Übergang von $\Delta V_g \simeq 4,4 \text{ mV}$ auf $\Delta V_g > 8 \text{ mV}$, bei RQD2 von $\Delta V_g \simeq 1,7 \text{ mV}$ auf $\Delta V_g \simeq 3,5 \text{ mV}$. Bei dem Split-Gate-QD der Probe sind hiervon keine Anzeichen zu sehen. Der Übergang hängt in verschiedenen Kurven jeweils mit einem charakteristischen Gatespannungswert zusammen. Wie in Abb. 8.6(a) zu sehen ist, liegt dieser für Resorcinarene-QD1 bei $V_{\text{dopp}} \simeq -0,645 \text{ V}$. Dies erklärt zugleich, warum der Übergang vor dem thermischen Zyklus nicht beobachtet wird, da der Pinch-Off hier bei niedrigeren Gatespannungsbeträgen auftritt. Für Resorcinarene-QD2 ist die Periodenverdopplung nach Abb. 8.6(b) bei $V_{\text{dopp}} \simeq -0,61 \text{ V}$ zu beobachten. Die Verdopplung kennzeichnet jeweils den Übergang von einem Einzel- zu einem seriellen Doppel-QD.

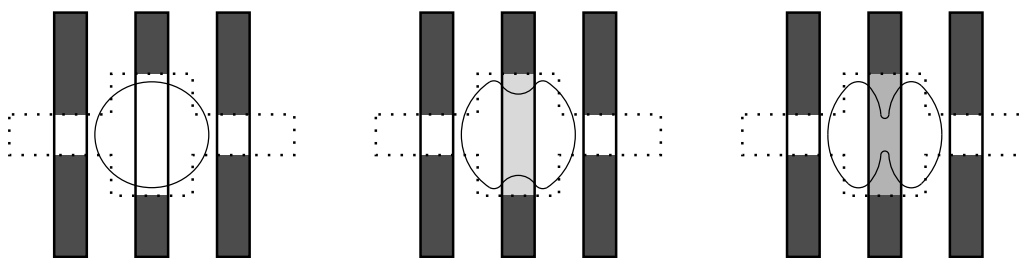


Abbildung 8.7: Eine Erhöhung der Gatespannung am Centergate, das über den Lack-QD geführt wird, resultiert in einer effektiven Spannung, die ab dem kritischen Spannungswert V_{dopp} zu einer Tunnelbarriere zunehmender Höhe führt. Die Einzel-QD-Charakteristik durchläuft einen Übergang zur Doppel-QD-Charakteristik.

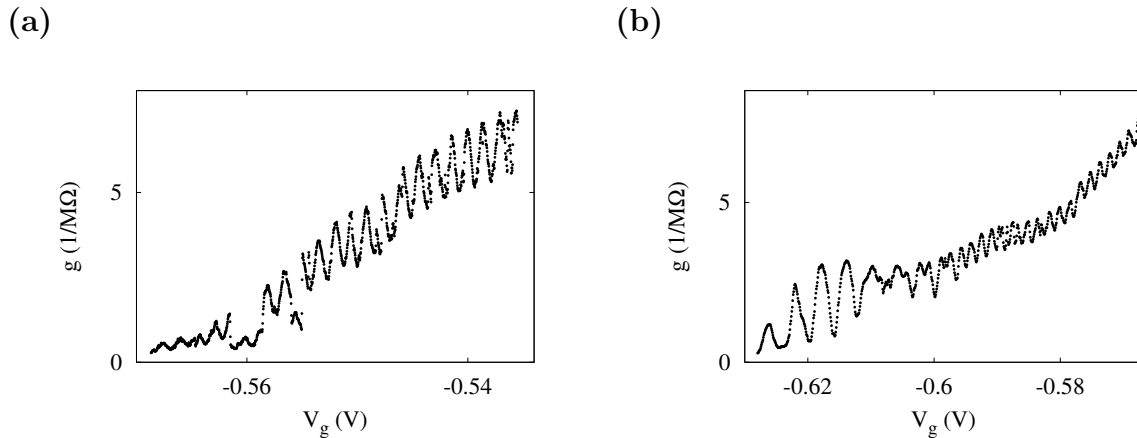


Abbildung 8.8: (a) Coulomb-Blockade-Oszillationen des Einzel-QDs RQD2 bei $B = 1,2 \text{ T}$, siehe Abb. 8.13.

(b) Coulomb-Blockade-Oszillationen von RQD2 mit Übergang von Einzel-QD zu Doppel-QD bei $B = 0 \text{ T}$, siehe Abb. 8.14.

Der Übergang von einem Einzel-QD zu einem Doppel-QD durch vertikale Verarmung ist in Abb. 8.7 illustriert. Indem das Centergate eine Verarmungszone im 2DEG erzeugt, entsteht im Zentrum des Einzel-QDs eine zunehmend undurchlässige Tunnelbarriere. Der Einzel-QD entwickelt sich zu einem stark gekoppelten Doppel-QD. Mit zunehmendem $|V_g|$ sinkt die Kopplungsstärke bzw. der Interdot-Leitwert $g_{1,2}$, und man erhält sukzessive die Charakteristik zweier kleiner serieller Einzel-QDs, bis der Transport durch die Tunnelbarriere vollständig unterbunden wird.

Die Charakteristika der Coulomb-Blockade-Oszillationen eines Doppel-QDs mit variabler Kopplungsstärke sind in Kap. 2.3.6 beschrieben. Es wird gezeigt, dass sich die Peaks eines seriellen Doppel-QDs bei zunehmender Kopplungsstärke aufspalten. Die Aufspaltung ist dem Interdot-Leitwert $g_{1,2}$ proportional. Bei hohen $g_{1,2}$ verschwindet die zentrale Tunnelbarriere und man erhält einen Einzel-QD der doppelten Fläche mit äquidistanten Coulomb-Blockade-Peaks im halben Abstand. Hier wird der Umkehrprozess beobachtet.

Abb. 8.8(a) bis Abb. 8.9(b) zeigen exemplarisch lineare Transportmessungen an RQD2 in den verschiedenen Definitionsbereichen. Die Messungen wurden gemeinsam mit den korrespondierenden nichtlinearen Messungen in Abb. 8.13 bis Abb. 8.16 aufgenommen. Abb. 8.8(a) steht bei wenig durchlässigen Tunnelbarrieren zu Source und Drain für den Bereich, in welchem der Pinch-Off erreicht wird, bevor die Centergatespannung im QPC-Bereich auf das 2DEG durchgreift. Eine Analyse der Oszillationen als Serie überlappender Einzelpeaks nach Gl. 2.27 ergibt eine mittlere Halbwertsbreite von $V_{1/2} \simeq 1,15 \text{ mV}$. Der Abstand der Peak-Maxima wächst mit zunehmend negativer Gatespannung und hat einen Mittelwert von $\Delta V_g \simeq 1,50 \text{ mV}$. Daraus erhält man die Gatekapazität $C_g = 110 \text{ aF}$. Da die Amplitude der Coulomb-Blockade-Oszillationen durch ein senkrecht zum 2DEG angelegtes Magnetfeld wächst und die Seitenplateaus klarer definiert werden (siehe Abb. 8.12 und

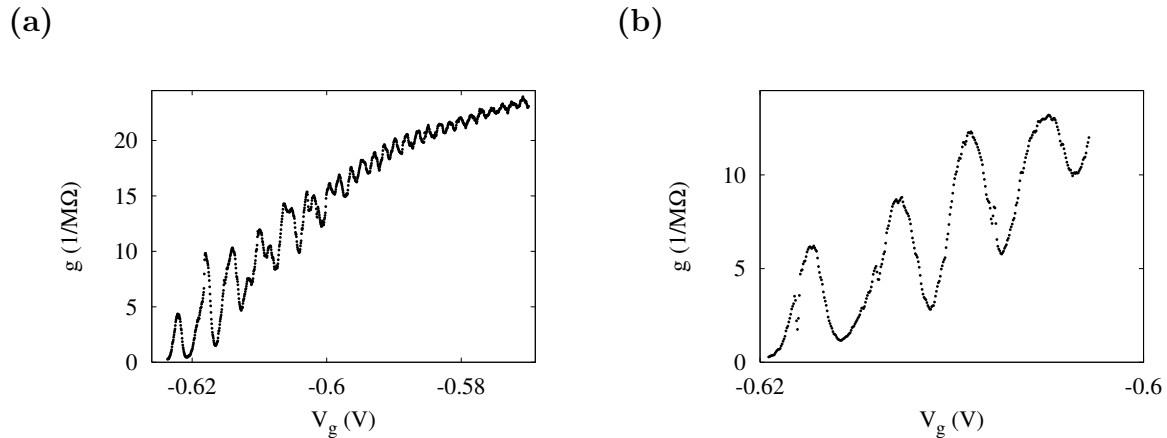


Abbildung 8.9: (a) Messung entsprechend Abb. 8.8(b) bei $B = 1,0$ T, siehe Abb. 8.15. (b) Coulomb-Blockade-Oszillationen von Doppel-QD RQD2, $B = 0,5$ T, siehe Abb. 8.16.

Abb. 8.17), wurde die Messung bei $B = 1,2$ T durchgeführt. Abb. 8.8(b) und Abb. 8.9(a) zeigen bei $B = 0$ T bzw. $B = 1,0$ T den Wertebereich, in welchem man den Übergang von einem Einzel-QD über einen stark gekoppelten Doppel-QD hin zum schwach gekoppelten Doppel-QD beobachtet. Die Peaks mit geringem Abstand verschmelzen paarweise zu Peaks mit dem doppelten Abstand. Auch hier sieht man, dass die Amplitude unter dem Einfluss des Magnetfelds wächst. Abweichungen von der exakten 2:1-Peak-Zuordnung entstehen, wenn die Gatekapazitäten der zwei seriellen Einzel-QDs nicht exakt identisch sind. In Abb. 8.9(b) ist ein Kurvenausschnitt gezeigt, in welchem die Trennung in einen seriellen Doppel-QD vollendet ist. Die Messung wurde bei $B = 0,5$ T durchgeführt. Die Auswertung der Peaks ergibt eine mittlere Halbwertsbreite von $V_{1/2} \simeq 2,35$ mV, die jedoch nicht konstant ist, sondern mit sinkendem $|V_g|$ wächst. Der Abstand der Peak-Maxima wächst mit zunehmendem $|V_g|$ und hat einen Mittelwert von $\Delta V_g \simeq 4,04$ mV.

In allen linearen Transportmessungen zeigt sich der Einfluss der Definitionsspannungen der seitlichen QPCs auf den gesamten Kurvenverlauf. Die verschiedenen Gates können nicht unabhängig betrachtet werden, sondern definieren im Zusammenspiel die Kapazitäten und die Form des QDs. So lässt sich ein Kurvenverlauf mit ausschließlich kleiner Periode nur bei hohen Tunnelbarrieren zu Source und Drain erreichen. In diesem Fall ist der QD vollständig verarmt, bevor ein Doppel-QD entstehen kann. Wenn die seitlichen Tunnelbarrieren etwas geöffnet werden, beobachtet man einen Übergang vom Einzel-QD zum Doppel-QD, wenn sie stark durchlässig sind, ausschließlich die breiten Peaks des Doppel-QDs im doppelten Abstand. Dasselbe Bild ergibt sich, wenn in einer Kurvenschar nicht beide Tunnelbarrieren symmetrisch geschlossen werden, sondern eine Barriere fixiert und die zweite schrittweise variiert wird.

In Abb. 8.10(a) wird der Zusammenhang zwischen der QPC-Kennlinie des Centergates von RQD2 (gepunktet) und zwei exemplarischen QD-Kennlinien von RQD2 (durchgezogene Linien) bei $B = 0$ T betrachtet. Die QPC-Kennlinie aus Abb. 7.10(f) wird durch den vertikalen Einfluss der Gatespannung und durch den Einfluss der Gatespannungen an den

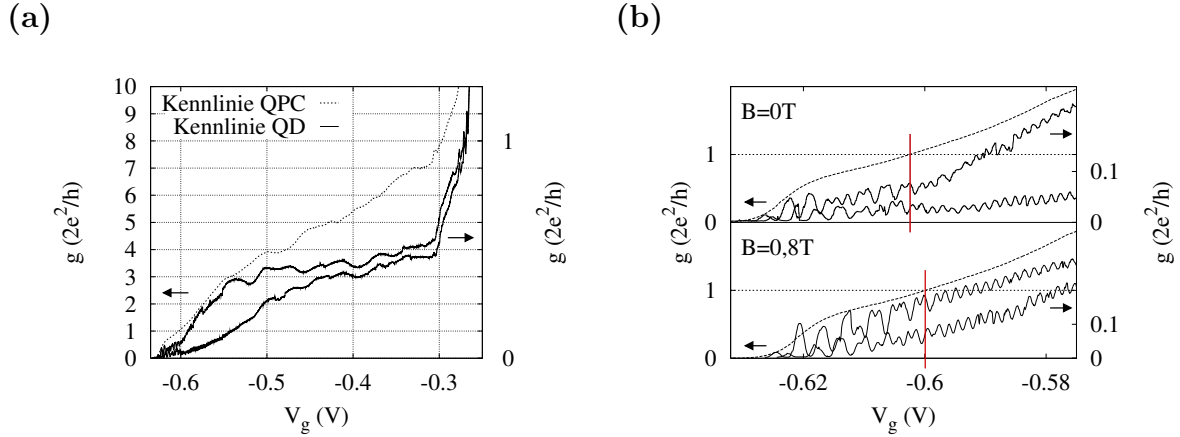


Abbildung 8.10: (a) Vergleich zwischen der skalierten QPC-Kennlinie des Centergates (gepunktete Linie) und zwei Kennlinien des RQD2 bei $B = 0$ T (durchgezogene Linien). Die Leitwertstufen des QPCs modulieren den Kotunnel-Untergrund des QDs. (b) Korrespondenz zwischen der 1. Stufe der skalierten QPC-Kennlinie (gestrichelt) und dem Beginn der Aufspaltung in einen Doppel-QD, erkennbar durch Peakverschmelzung in jeweils zwei Kennlinien von RQD2, bei $B = 0$ T (Bild oben) und $B = 0,8$ T (Bild unten). Senkrechte Linien markieren die Grenzspannungen V_{dopp} mit $g(V_{dopp}) = 2e^2/h$.

seitlichen QPCs modifiziert. Die Analyse berücksichtigt dies, indem die QPC-Kennlinie linear auf den Pinch-Off der QD-Kennlinie skaliert wird. Hierzu werden $V_g = 0$ fixiert und alle Spannungswerte mit dem Faktor $V_{QD,pinch} / V_{QPC,pinch}$ multipliziert. Das Vorgehen findet Bestätigung durch die Tatsache, dass der Pinch-Off bei höheren $|V_g|$ an den seitlichen QPCs näher zu $V_g = 0$ rückt. Man sieht, dass das Stufenprofil der Leitwertquantisierung des QPCs (linke Skala) mit der Struktur des Kotunnel-Untergrundes der QD-Kennlinien (rechte Skala) korrespondiert.

Voraussetzung für den Übergang von einem Einzel- zu einem Doppel-QD ist, dass im Zentrum des QDs eine Tunnelbarriere entsteht. In [58] wird dementsprechend postuliert, dass der äquidistante Abstand der Peaks des Einzel-QDs aufrecht erhalten bleibt, solange für die Interdot-Barriere gilt, dass $g_{1,2} \geq 2e^2/h$. Bei höheren Leitwerten wird mindestens eine Mode vollständig übertragen, so dass ein zusammenhängender QD besteht, während die Barriere unterhalb des Grenzwertes zur Tunnelbarriere wird. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 8.10(b) an je zwei exemplarischen QD-Kennlinien bei $B = 0$ T und $B = 0,8$ T mit Abstandsverdopplung dargestellt. Auch hier wurde die QPC-Kennlinie, deren erste zwei Stufen im Bild gezeigt sind, auf den Pinch-Off der QD-Kennlinie skaliert und auf die ganzzahligen Plateaus kalibriert. Tatsächlich fällt der Beginn der Peak-Verschmelzung gerade mit dem ersten Plateau der skalierten QPC-Kennlinie (bzw. deren Kreuzungspunkt mit $g = 2e^2/h$) zusammen. Aus dieser Überlegung lässt sich die Grenzspannung V_{dopp} des Übergangs quantitativ bestimmen, wobei der Skalierungsfaktor der QPC-Kennlinie empirisch ermittelt werden muss.

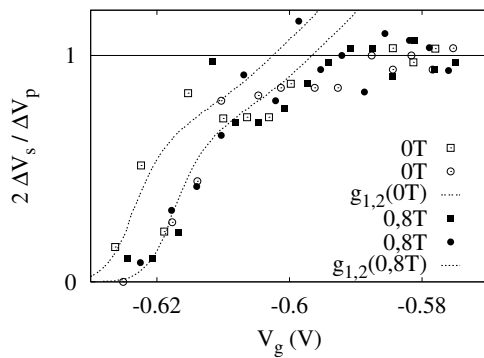


Abbildung 8.11: Aus den vier Kurven in Abb. 8.10(b) gewonnenes Verhältnis $2\Delta V_s/\Delta V_p$ der Peakaufspaltung zum halben Abstand benachbarter Peak-Paare mit Grenzwerten $g_{1,2}(0T)$, $g_{1,2}(0,8T)$ und 1,0.

Nach [59, 60, 61] erwartet man, dass das Verhältnis der Peakaufspaltung ΔV_s zum halben Abstand der breiten Peaks bzw. der Mittelpunkte von zwei Peak-Paaren ΔV_p , also $\Delta V_s/(\Delta V_p/2)$ mit den Bezeichnungen aus Abb. 2.10(a), eine universelle Funktion von $g_{1,2}$ ist, die bei schwacher Kopplung proportional zu $g_{1,2}$ ist und bei starker Kopplung äquidistant in Sättigung geht. Eine entsprechende Analyse der vier Kurven aus Abb. 8.10(b) ist in Abb. 8.11 gezeigt. Im Grenzfall des schwach gekoppelten Doppel-QDs (große $|V_g|$) folgt die Peakaufspaltung $2\Delta V_s/\Delta V_p(V_g)$ wie eingezeichnet dem Verlauf des skalierten Interdot-Leitwerts $g_{1,2}$. Für starke Kopplung, also den Grenzfall eines Einzel-QDs, erhält man mit $2\Delta V_s/\Delta V_p = 1,0$ den äquidistanten halben Peakabstand.

Zur Illustration der Wirkung eines Magnetfelds, das senkrecht zum 2DEG angelegt wird, ist in Abb. 8.12 eine Kurvenschar mit identischen Parameterwerten bei den Magnetfeldstärken $B = 0\text{ T}$ bis $2,0\text{ T}$ gezeigt. Dabei werden die Tunnelbarrieren zu Source und Drain sukzessive symmetrisch undurchlässiger gemacht, indem man die Spannungsbeträge an den seitlichen QPCs erhöht. Für jedes Wertepaar wird nun die Centergatespannung variiert, bis der Pinch-Off erreicht ist. Bereits ein schwaches Magnetfeld von ca. $0,2\text{ T}$ führt dazu, dass sich die Amplitude der Coulomb-Blockade-Oszillationen erhöht. Dies setzt sich fort, bis die Amplitude bei $B \simeq 1,2\text{ T}$ ein Maximum erreicht, von welchem aus sie bei wachsenden Magnetfeldstärken wieder abnimmt. Zugleich beeinflusst das Magnetfeld die Kurvenform des Untergrundes und verschiebt den Pinch-Off geringfügig zu kleineren $|V_g|$. Die Abstandsverdopplung bleibt bei allen Magnetfeldstärken erhalten.

Die vorliegende Realisierung eines durchstimmbaren Doppel-QDs mit nur drei Gates führt zu einer Einschränkung der Anzahl freier Parameter. Die charakteristischen „Wabenmuster“ aus Kap. 2.3.6, die den Leitwert g in Abhängigkeit von den beiden an den Doppel-QD-Hälften anliegenden Gatespannungen V_{g1} , V_{g2} und dem Interdotleitwert $g_{1,2}$ darstellen, können in dieser Anordnung nicht aufgenommen werden, da alle drei Parameter durch ein einziges Gate gesteuert werden. Hierzu wäre mit der Resorcinarene-Technik alternativ eine Anordnung denkbar, in der Steuergates (mit starker Lackabschirmung) und Resorcinarene-Tunnelbarrieren (mit weit ausgedehntem dünnem Lacksteg) voneinander getrennt werden.

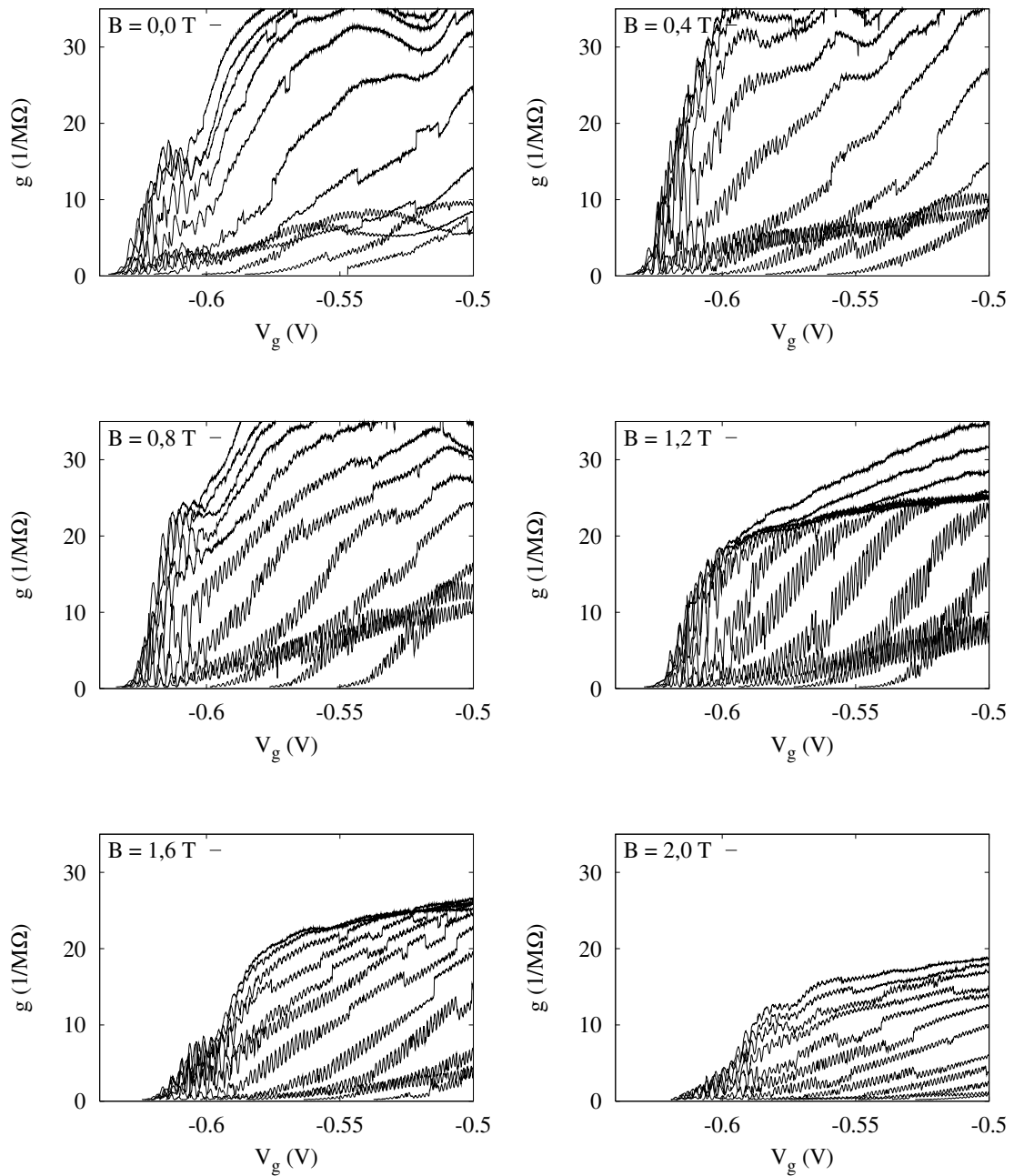


Abbildung 8.12: Coulomb-Blockade-Oszillationen an RQD2 bei $B = 0\text{ T}$, $0,4\text{ T}$, $0,8\text{ T}$, $1,2\text{ T}$, $1,6\text{ T}$ und $2,0\text{ T}$. Die negativen Spannungen an den seitlichen QPCs werden von $-0,3975\text{ V}$ / $-0,4275\text{ V}$ (oberste Kurve) auf $-0,425\text{ V}$ / $-0,455\text{ V}$ (unterste Kurve) erhöht. Amplitude, Pinch-Off und Kurvenform sind magnetfeldabhängig, die generelle Charakteristik der Abstandsverdopplung nicht.

8.2.2 Abstandsverdopplung in nichtlinearen Messungen an C11ro

Auch in den nichtlinearen Transportmessungen zeichnet sich der Übergang vom Einzel-QD zum Doppel-QD klar ab.

Abb. 8.13 stellt den Grenzfall eines vollständigen Einzel-QDs dar. Die Messung wurde bei $B = 1,2 \text{ T}$ aufgenommen, um einen besseren Kontrast zu erhalten. Die Tunnelbarrieren zu Source und Drain sind weit geschlossen, um den Einzel-QD bis zum Pinch-Off zu erhalten (vgl. Kap. 8.2.1). Man beobachtet nur die kleinen Rauten des Einzel-QDs.

Die Abstandsverdopplung der linearen Messungen wird reflektiert, indem jeweils zwei Rauten kleiner Fläche zu einer großen Raute verschmelzen. Dies ist in Abb. 8.14 für $B = 0 \text{ T}$ und Abb. 8.15 für $B = 1,0 \text{ T}$ gezeigt. Der Übergang von kleinen zu großen Rauten erfolgt im Verlauf einer einzigen Messung, da die Kopplungsstärke $g_{1,2}$ mit der Centergatespannung V_g simultan variiert wird. Die drei separaten Split-Gates zur Steuerung der Gatespannungen beider Doppel-QD-Hälften und der Tunnelbarriere sind bei der vorliegenden Probe zu einem einzigen Gate mit Resorcinarene-Lackabschirmung zusammengefasst, so dass eine Änderung des Gatespannungsbetrags immer gleichzeitig die Energieniveaus beider QD-Hälften und die Tunnelbarriere beeinflusst. Bei einem endlichen Magnetfeld senkrecht zur 2DEG-Ebene sind die ersten Seitenrauten beidseitig von $V_{sd} = 0$ stärker ausgeprägt. In allen gezeigten nichtlinearen Messungen manifestiert sich eine Offsetspannung, aufgrund derer die Mittelpunkte der zentralen Rauten bezüglich $V_{sd} = 0$ zu negativen Werten verschoben sind.

Abb. 8.16 stellt den Grenzfall eines stark entkoppelten seriellen Doppel-QDs dar, der bei $B = 0,5 \text{ T}$ und relativ durchlässigen Tunnelbarrieren vermessen wurde. Hier sind ausschließlich die großen Rauten der Doppel-QD-Charakteristik zu erkennen. Ein Vergleich mit entsprechenden Messungen bei 0 T sowie $1,0 \text{ T}$ ist in Abb. 8.17 gezeigt.

Eine Analyse der kleinen Rauten der Einzel-QDs in Abb. 8.13 ergibt für die Begrenzungslinien die Steigungen $+5,0$ und $-4,7$. Aus den linearen Transportmessungen ist bekannt, dass $C_g = e/\Delta V_g = 110 \text{ aF}$. Damit berechnen sich die Kapazitäten C_S , C_D und C_Σ aus Kap. 2.3 zu

$$\frac{dV_g^-}{dV_{sd}} = \frac{-C_S}{C_g} = -4,7, \quad \frac{dV_g^+}{dV_{sd}} = \frac{C_\Sigma - C_S}{C_g} = 5,0, \quad C_D = C_\Sigma - C_S - C_g \quad (8.1)$$

und damit

$$C_S = 500 \text{ aF}, \quad C_\Sigma = 1040 \text{ aF} \quad \text{und} \quad C_D = 430 \text{ aF}. \quad (8.2)$$

Die leichte Asymmetrie der Geradensteigungen beruht auf unterschiedlichen Kapazitäten C_S und C_D , was sich auch darin zeigt, dass an die Punktkontakt-Tunnelbarrieren unterschiedliche Spannungen angelegt werden müssen, um denselben Tunnelstrom zu erzielen. Der Konvertierungsfaktor α von Gatespannungs- auf Energiewerte ergibt sich zu

$$\alpha = \alpha_{ED} = \frac{C_g}{C_\Sigma} = \frac{110 \text{ aF}}{1040 \text{ aF}} = 0,103 \quad (8.3)$$

womit

$$E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} = E_g = \alpha e V_g = 0,103 \cdot 1,5 \text{ meV} = 0,16 \text{ meV}. \quad (8.4)$$

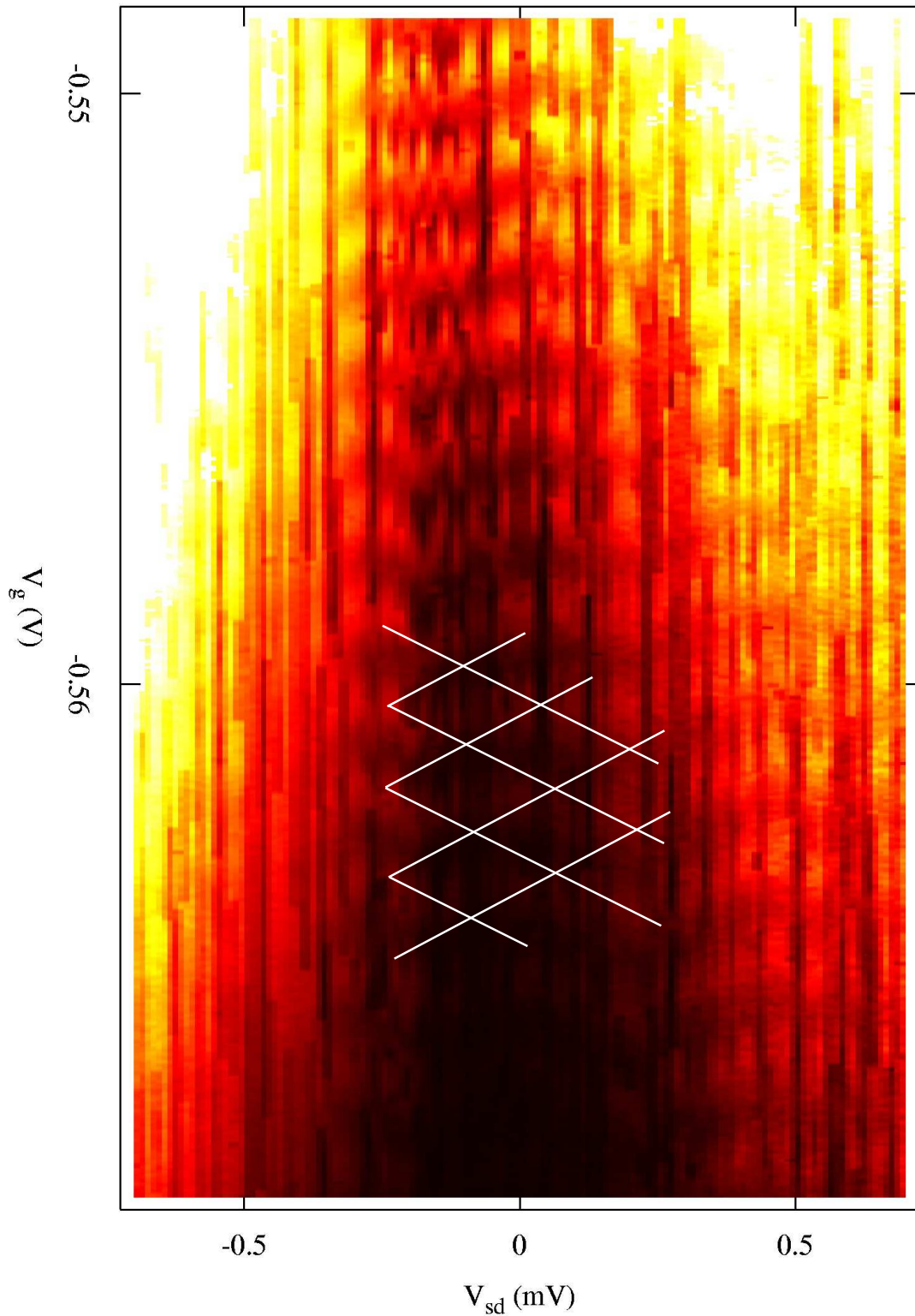


Abbildung 8.13: Nichtlineare Messung an Einzel-QD RQD2 bei $B = 1,2\text{T}$ und weit geschlossenen Tunnelbarrieren zu Source und Drain, $-0,4225\text{ V}$ bzw. $-0,4525\text{ V}$. Man beobachtet ausschließlich die Rauten der Coulomb-Blockade mit kleinem Abstand, vgl. Abb. 8.8(a).

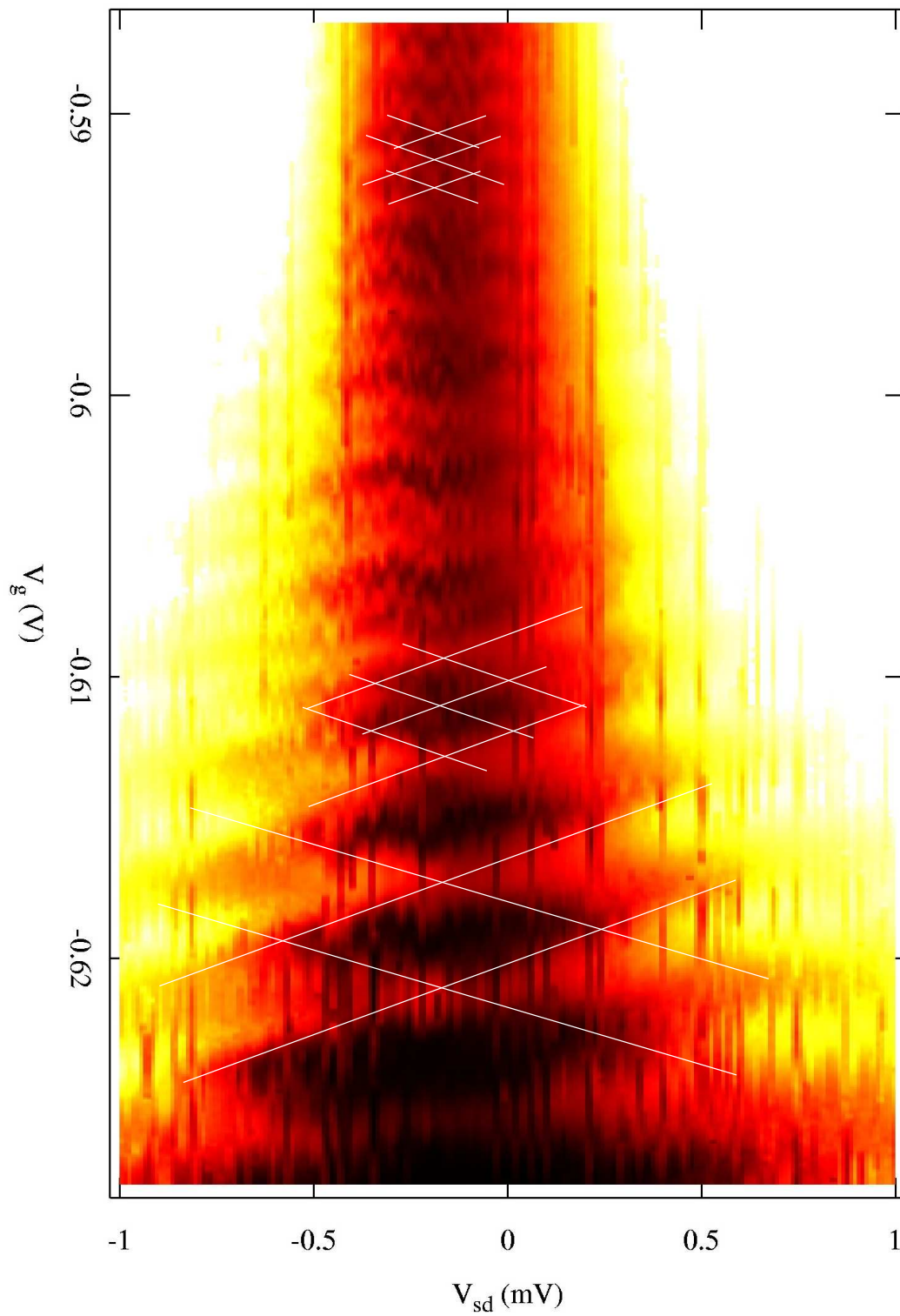


Abbildung 8.14: Nichtlineare Messung an RQD2, $B = 0$ T, Spannungen an Tunnelbarrieren $-0,415$ V bzw. $-0,445$ V. Übergang von der Einzel-QD-Charakteristik zur Doppel-QD-Charakteristik, indem je zwei benachbarte Rauten verschmelzen, vgl. Abb. 8.8(b).

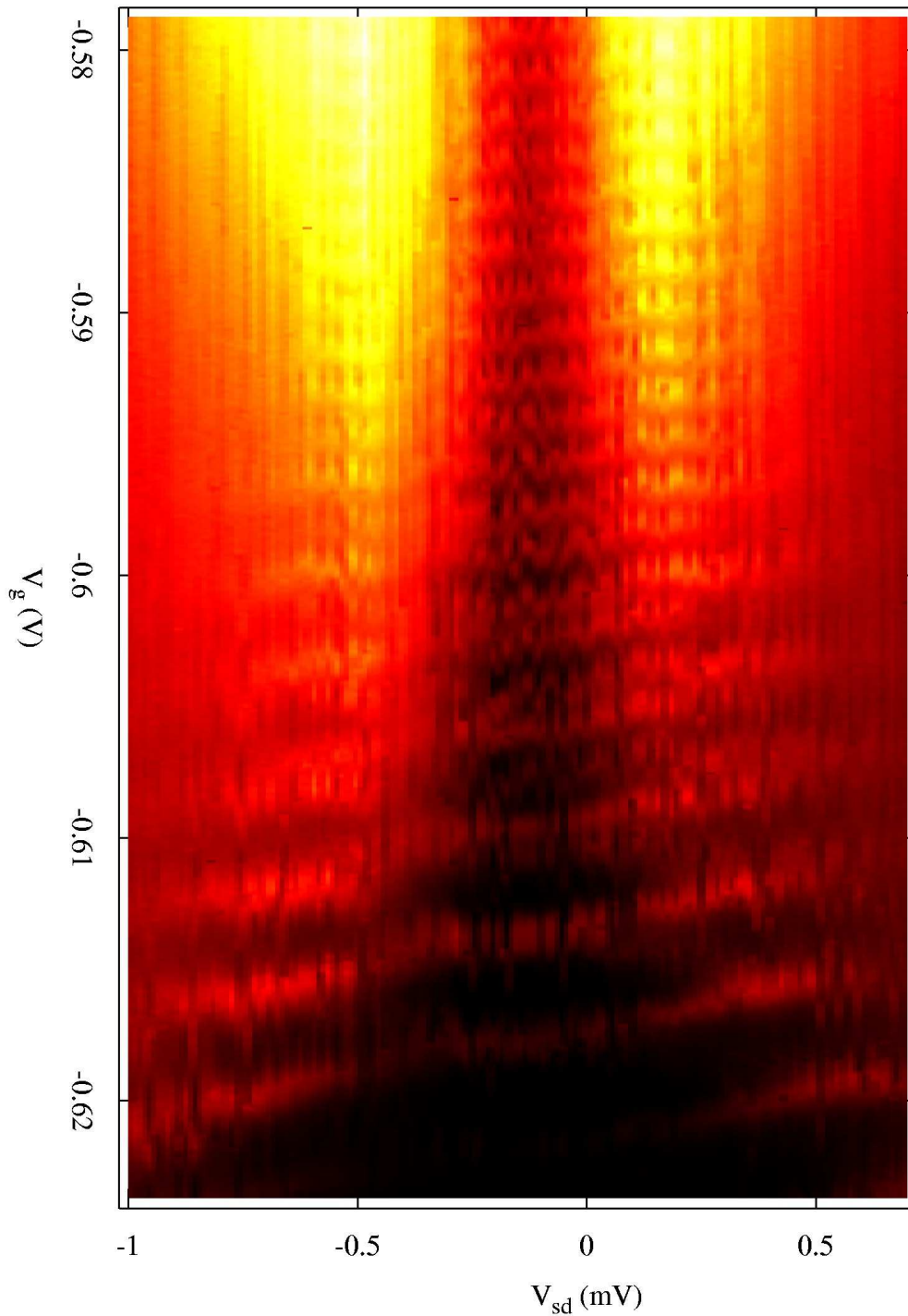


Abbildung 8.15: Nichtlineare Messung an RQD2, $B = 1,0$ T, Spannungen an Tunnelbarrieren $-0,41$ V bzw. $-0,44$ V. Übergang von der Einzel-QD-Charakteristik zur Doppel-QD-Charakteristik mit ausgeprägten Seitenrauten, vgl. Abb. 8.9(a).

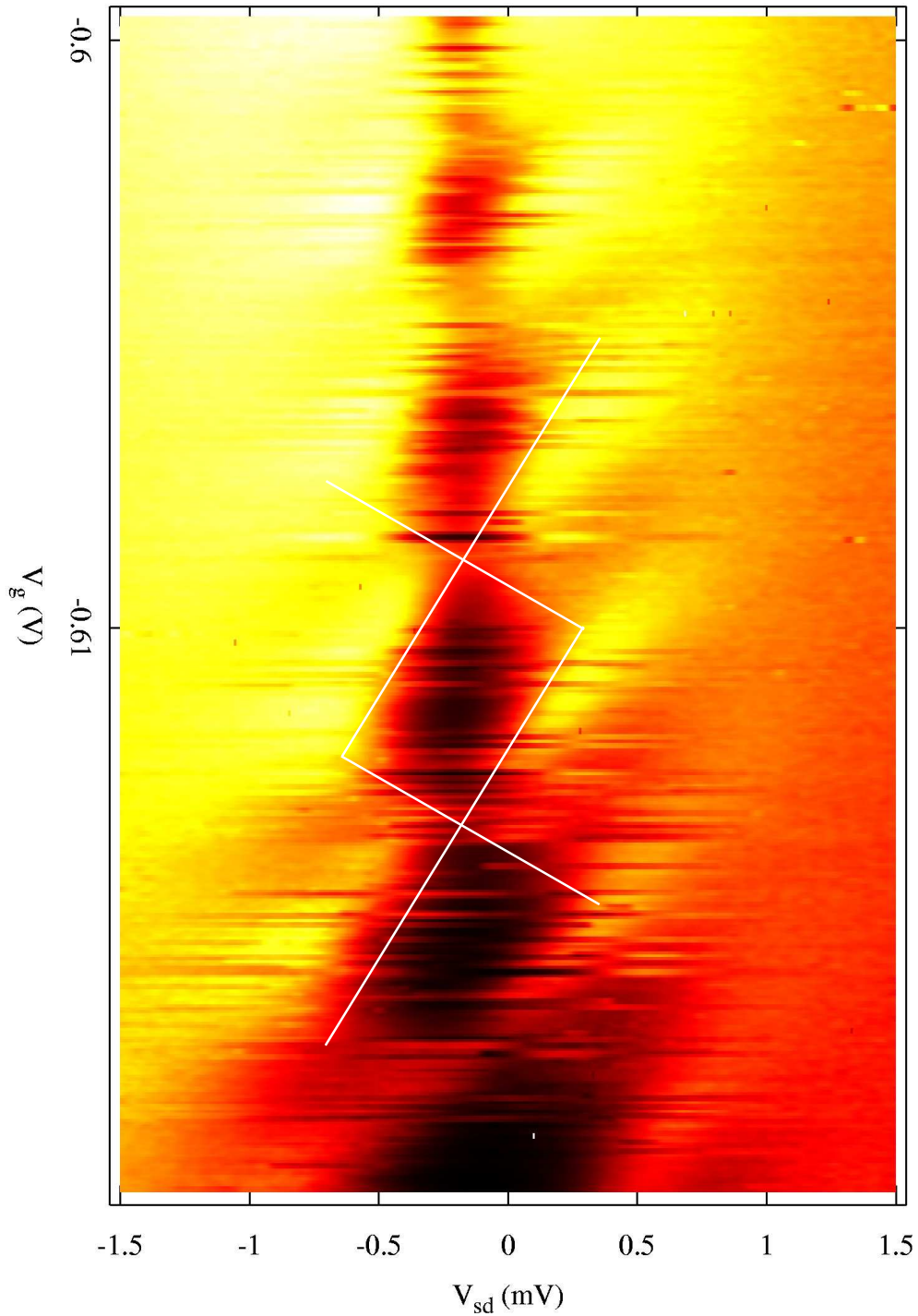


Abbildung 8.16: Nichtlineare Messung am schwach gekoppelten Doppel-QD RQD2 bei $B = 0,5$ T und mit $-0,403$ V bzw. $-0,433$ V durchlässigen Tunnelbarrieren. Man beobachtet nur die großen Rauten der Coulomb-Blockade mit verdoppeltem Abstand, vgl. Abb. 8.9(b).

Eine analoge Auswertung der großen Rauten nach erfolgter Aufspaltung des QDs bei $B = 0$ T führt auf stark asymmetrische Steigungen $+6,5$ und $-2,5$. Aus den Schnittpunkten der Begrenzungslinien erhält man nahe dem Pinch-Off $C_g = e/\Delta V_g = e/4,1 \text{ mV} = 40 \text{ aF}$ und daraus

$$\frac{dV_g^-}{dV_{sd}} = \frac{-C_S}{C_g} = -2,5, \quad \frac{dV_g^+}{dV_{sd}} = \frac{C_\Sigma - C_S}{C_g} = 6,5, \quad C_D = C_\Sigma - C_S - C_g \quad (8.5)$$

$$C_S = 100 \text{ aF}, \quad C_\Sigma = 350 \text{ aF}, \quad C_D = 210 \text{ aF} \quad \text{sowie} \quad \alpha = \alpha_{DD} = 0,111. \quad (8.6)$$

Damit gilt für das Verhältnis der Gate- und der Gesamtkapazitäten von Doppel-QD (DD) und Einzel-QD (ED)

$$\frac{C_{g,DD}}{C_{g,ED}} = 0,36, \quad \frac{C_{\Sigma,DD}}{C_{\Sigma,ED}} = 0,34 \quad \text{sowie} \quad \frac{\alpha_{DD}}{\alpha_{ED}} = 1,08. \quad (8.7)$$

α bleibt damit im Rahmen der Messgenauigkeit unverändert. Die Tatsache, dass sich die Kapazitäten im Gegensatz zur Theorie aus Kap. 2.3.6 nicht halbieren, ist auf die Probengeometrie zurückzuführen. Das Centergate ist mit 200 nm relativ breit, wodurch die Flächen der Doppel-QD-Hälften deutlich kleiner sind als die Hälfte des Einzel-QDs. Zudem treten die Doppel-QD-Oszillationen in einem negativeren Gatespannungsintervall auf. Negativere Gatespannungen bedeuten eine größere laterale Verarmungszone um das Centergate, wodurch die Fläche der Doppel-QD-Hälften und damit ihre Kapazität bezüglich des halben Einzel-QDs noch weiter schrumpft. Das Verhältnis der Gatekapazitäten und das der Gesamtkapazitäten ist jedoch nahezu identisch.

In Abb. 8.17 ist eine nichtlineare Transportmessung bei drei verschiedenen Magnetfeldstärken gezeigt, wobei die Spannung an den Tunnelbarrieren-QPCs unverändert bleibt. Von links nach rechts gilt $B = 0 \text{ T}$, $0,5 \text{ T}$ und $1,0 \text{ T}$. In allen drei Fällen wurde der gleiche untere Schwellwert für den Leitwert festgelegt, um die Messung zu starten. Man sieht, dass sich die Coulomb-Blockade-Struktur mit wachsender Magnetfeldstärke zu niedrigeren Gatespannungsbeträgen verschiebt. Bei $B = 0 \text{ T}$ ist die Rautenstruktur der nichtlinearen Coulomb-Blockade nicht sehr ausgeprägt, die Seitenrauten bei $|V_{sd}| \neq 0$ sind nur zu erahnen. Wenn ein Magnetfeld moderater Feldstärke senkrecht zum 2DEG angelegt wird, kommt die Rautenstruktur inklusive der Seitenrauten klarer zum Vorschein. Eine weitere Erhöhung auf $B = 1,0 \text{ T}$ führt zu keiner weiteren Verstärkung der Rautenstruktur.

8.2.3 Temperatur und Energieskalen

Ob man sich bei den Messungen im metallischen oder im quantenmechanischen Regime bewegt, wird durch das Verhältnis der relevanten Energieskalen ΔE , $k_B T$ und E_C bestimmt. Diese lassen sich aus den geometrischen Abmessungen des QDs, der Proben temperatur T und den Peak-Abständen abschätzen. Wenn die Fläche von RQD2 zu $(600 \text{ nm})^2$ mit einer Verarmungszone von 60 nm angenommen wird, ergibt sich der Niveauabstand nach Gl. 2.18 zu $\Delta E \simeq 20 \mu\text{eV}$. In den $g(V_{sd})$ -Kurven der nichtlinearen Daten erkennt man im Anschluss an den inneren Blockadebereich eine nicht äquidistante oszillatorische Substruktur,

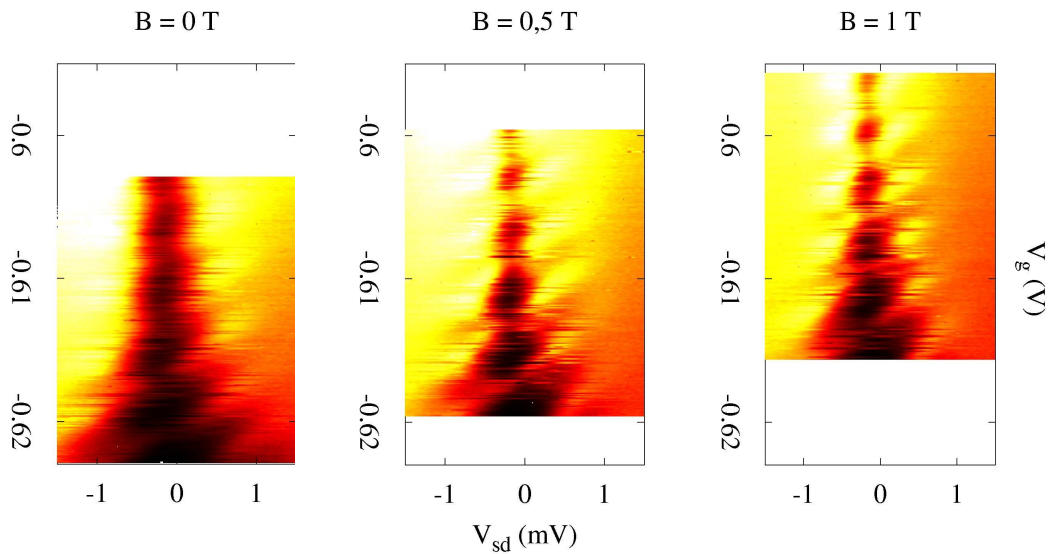


Abbildung 8.17: Nichtlineare Transportmessungen an RQD2 mit identischen Parametern bei $B = 0\text{ T}$, $0,5\text{ T}$ und $1,0\text{ T}$. Im senkrechten Magnetfeld verschiebt sich der Pinch-Off zu niedrigeren $|V_g|$, die Rautenstruktur kommt klarer zum Vorschein.

die auf das Anregungsspektrum zurückzuführen ist, im Rauten-Plot jedoch nicht als Anregungslinien aufgelöst wird. Abb. 8.18 zeigt exemplarisch ein Beispiel. Aus der Theorie ist bekannt, dass durch Unterschiede in der Ankopplung bedingt i. Allg. nicht alle vorhandenen Energieniveaus als Maxima im Anregungsspektrum zu sehen sind. Dennoch wird hier zur Abschätzung der Größenordnung des Niveauabstands die mittlere Differenz der eingezeichneten Maxima bestimmt. Man erhält $\Delta E \simeq 0,103 \cdot 128\ \mu\text{V} = 13\ \mu\text{eV}$, was mit dem obigen Wert von $20\ \mu\text{eV}$ konsistent ist. Die thermische Verbreiterung beträgt bei typischen Proben Temperaturen von $T \simeq (300 \pm 100)\text{ mK}$ etwa $k_B T \simeq 25\ \mu\text{eV}$. Sie übertrifft damit den Niveauabstand, was zu einer starken Verschmierung der beobachteten Effekte führt. Die Ladeenergie entspricht der Energiedifferenz zwischen zwei Peaks, also $E_C \simeq 160\ \mu\text{eV}$. Man erhält die Beziehung $\Delta E \leq k_B T < E_C$, womit man sich tendenziell im metallischen Regime befindet, so dass mehrere Niveaus zum Transport beitragen. Aus der 2DEG-Analyse mit dem Quanten-Hall-Effekt lässt sich die Fermienergie ϵ_F im ungestörten Elektronengas mit $m_{\text{eff}} = 0,067 m_e$ und $k_F \simeq 100 \cdot 10^6\ \text{m}^{-1}$ zu $\epsilon_F = (\hbar k_F)^2 / (2 m_{\text{eff}}) \simeq 6\ \text{meV}$ abschätzen. Demnach befinden sich bei Definition des QDs größenordnungsmäßig $N \simeq \epsilon_F / \Delta E \simeq 460$ Elektronen darauf.

In Abschnitt 8.2.1 wurde die mittlere Halbwertsbreite der Coulomb-Blockade-Peaks des Einzel-QDs zu $V_{1/2} \simeq 1,15\ \text{mV}$ bestimmt. Dies entspricht mit dem Faktor $\alpha \simeq 0,103$ aus der Analyse der nichtlinearen Daten einer Energiebreite von $\alpha V_{1/2} \simeq 120\ \mu\text{eV}$. Mit dem QD im metallischen Regime lässt sich die Proben Temperatur über Gl. 4.1 zu

$$T = \frac{e}{5k_B \operatorname{acosh}(\sqrt{2})} \alpha V_{1/2} = 350\ \text{mK}. \quad (8.8)$$

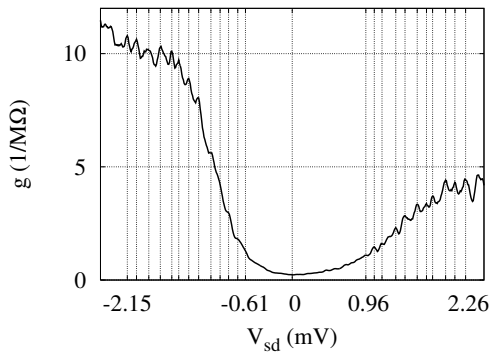


Abbildung 8.18: Nichtlineare Kurve $g(V_{sd})$ des Einzel-QDs im Blockade-Bereich. Im Anschluss an den inneren Blockadebereich existiert beidseitig ein nicht äquidistantes Anregungsspektrum.

abschätzen. Das Mischkammerthermometer zeigte dabei $T_{IGH} = 200$ mK an.

Reicht der Betrag der Centergate-Spannung aus, um einen stark entkoppelten Doppel-QD zu erzeugen, beträgt die Fläche der einzelnen QDs weniger als die Hälfte der Gesamtfläche. Geht man von einer ca. 60 nm breiten Verarmungszone um alle Gates, also auch um das 200 nm breite Centergate aus, erhält man bei Definition nur maximal 1/6 der ursprünglichen Fläche und damit mindestens $\Delta E \simeq 80 \mu\text{eV}$ für die beiden seriellen QDs. Unter der Annahme nahezu identischer QDs lässt sich die Ladeenergie aus dem „verdoppelten“ Peak-Abstand zu $E_C \simeq 0,111 \cdot 4,1 \text{ meV} \simeq 460 \mu\text{eV}$ ablesen. Da sich die Probentemperatur und damit $k_B T \simeq 25 \mu\text{eV}$ nicht verändert hat, gilt nun $k_B T < \Delta E < E_C$, d.h. man erwartet, im quantenmechanischen Regime einzelne Energieniveaus der seriellen QDs auflösen zu können. Im nichtlinearen Spektrum des Doppel-QDs zeigt sich jedoch kein klares Anregungsspektrum. Nach der Abschätzung aus dem vorherigen Abschnitt vermutet man auf jedem QD nur noch maximal 75 Elektronen.

8.3 Coulomb-Blockade eines Doppel-Quantenpunkts

Probe C4lu besteht aus zwei QDs, die aus je drei Split-Gates aufgebaut sind. Abb. 8.19 zeigt die REM-Aufnahme eines QDs. Beide QDs haben eine Fläche von $(600 \text{ nm})^2$, die äußeren QPCs bestimmen die Tunnelbarrieren. Alle gezeigten Messungen wurden an QD1, der aus den QPCs A, B und C besteht, durchgeführt. Dieser wird als Einzel-QD definiert. Die Analyse der Messdaten zeigt jedoch, dass Coulomb-Blockade-Oszillationen nur dann beobachtet werden, wenn der Einzel-QD durch eine hohe negative Spannung am mittleren Split-Gate B zu einem Doppel-QD modifiziert wird.

Lineare Transportuntersuchungen

Zunächst wird ein symmetrischer QD definiert. Anschließend wird die Gatespannung $V_g \hat{=} V_B$ am mittleren QPC variiert. Hier treten im Gegensatz zu C4lu nicht über den gesamten Kotunnelbereich Coulomb-Blockade-Oszillationen auf, sondern nur im Bereich kurz vor dem Pinch-Off. In Abb. 8.20(a) sind vier Gatesweeps zu sehen, die bei konstanter

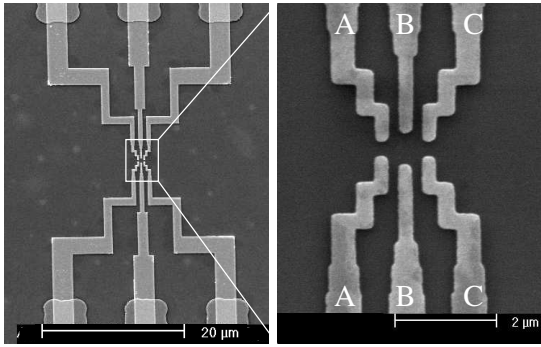


Abbildung 8.19: REM-Aufnahme des Dummys zu Probe C4lu: QD1 aus drei Split-Gates A, B und C, Fläche $(600 \text{ nm})^2$, in Übersicht und in Großaufnahme. Die äußeren QPCs sind 200 nm breit. Skala: $20 \mu\text{m}$ bzw. $2 \mu\text{m}$.

Spannung an den Tunnelbarrieren aufgenommen wurden. Die Kurven driften trotz identischer Bedingungen in der Gatespannung. In Abb. 8.20(b) ist der Leitwert in Abhängigkeit von der Centergate-Spannung aufgetragen, während die Tunnelbarrieren sukzessive geschlossen werden. Bei diesem QD sind die Eigenschaften von QPC A und C so ähnlich, dass gleiche Gatespannungen zu gleichen Leitwerten führen. Es wurden daher schrittweise identische Spannungen $V_A = V_C$ angelegt. Je undurchlässiger die Tunnelbarrieren, desto geringer wird der Leitwert durch den QD und desto weiter verschiebt sich der Pinch-Off zum Nullpunkt. Im Bereich $-0,49 \text{ V} < V_g < -0,39 \text{ V}$ sinkt der Abstand der Peak-Maxima von $\Delta V_g \simeq 7,2 \text{ mV}$ auf $5,9 \text{ mV}$, was einer Gatekapazität von $C_g \simeq 22 \text{ aF}$ bis 27 aF entspricht. Dies erinnert an die Werte von RQD2 auf Probe C11ro mit den gleichen Abmessungen, nachdem die Abstandsverdopplung zum Doppel-QD stattgefunden hat. Die linearen Coulomb-Blockade-Oszillationen lassen sich als Überlagerung von Einzelpeaks nach Gl. 2.27 darstellen. Aus dem Parameterfit erhält man die Halbwertsbreite $V_{1/2}$ der Peaks, die jedoch nicht konstant ist, sondern für positivere V_g anwächst, was ein weiteres Indiz ist, dass kein Einzel-QD vorliegt.

Der Leitwert-Untergrund bildet in Abhängigkeit von V_g eine Art „Stufenstruktur“ aus. Für $V_{A,C} < -0,265 \text{ V}$ fällt der Leitwert der ersten Stufe auf $g = 0$ ab, so dass keine breiten Oszillationen mehr zu sehen sind. Statt dessen sieht man im Abfall der nächsten Stufe zum neuen Pinch-Off bei $V_g \simeq -0,32 \text{ V}$ Oszillationen mit dem deutlich geringeren Abstand $\Delta V_g = 0,6 \text{ mV}$ bis $0,5 \text{ mV}$. Bei noch undurchlässigeren Tunnelbarrieren wird auch die zweite Stufe abgeschnürt, und im nächsten Pinch-Off-Bereich bei $V_g \simeq -0,28 \text{ V}$ treten Oszillationen mit $\Delta V_g = 1,4 \text{ mV}$ auf. Die Positionen der zusätzlichen Oszillationen sind in Abb. 8.20(b) durch Pfeile markiert.

Abb. 8.21(a) zeigt den Zusammenhang zwischen der QPC-Kennlinie des Centergates B und den QD-Kennlinien. Die QPC-Kennlinie wird durch den Einfluss der Spannungen V_A und V_C modifiziert, so dass ihr Pinch-Off wie in Abb. 8.10(a) und Abb. 8.10(b) linear auf den Pinch-Off der QD-Kennlinien skaliert wurde. Es wird ersichtlich, dass die Struktur des Kottunnel-Untergrundes der QD-Kennlinien mit der Leitwertquantisierung des zentralen QPCs korreliert. Anstiege und Plateaus treten jeweils bei denselben Gatespannungswerten auf. Mit zunehmendem $|V_g|$ wird der QD zunehmend lateral verarmt. Immer weniger Transportmoden können durch QPC B transmittiert werden. Für $g_B < 2e^2/h$ wird das

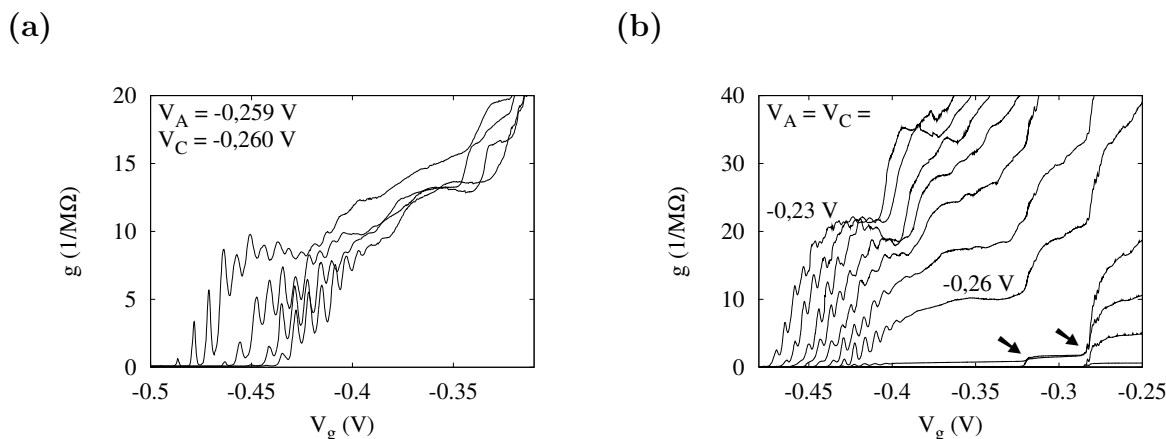


Abbildung 8.20: (a) Coulomb-Blockade-Oszillationen an Probe C4lu, QD1, bei Tunnelbarrieren-Spannungen $V_A = -0,259$ V, $V_C = -0,260$ V. (b) Oszillationsstruktur bei sukzessivem symmetrischen Schließen der Tunnelbarrieren von $V_A = V_C = -0,23$ V bis $-0,285$ V. Pfeile markieren die Punkte, an welchen zusätzliche Oszillationen geringerer Periode auftreten.

Centergate zur Tunnelbarriere. Wenn dies geschieht, bevor das 2DEG unter der Gesamtfläche des QDs verarmt ist, erhält man einen seriellen Doppel-QD entsprechend Abb. 8.7, jedoch ausschließlich durch laterale Verarmung. Im gezeigten Fall treten Oszillationen nur im Gatespannungsbereich der ersten Leitwertstufe auf, und zeugen damit von Transport durch einen Doppel-QD. Bei größeren $|V_{A,C}|$ verstärkt man die Verarmung des 2DEGs von den Tunnelbarrieren zu Source und Drain her, und der Einzel-QD geht direkt in die vollständige Verarmung über. Von der Definitionsstufe bis zu $V_g = -0,4$ V müsste man in allen Kurven die Oszillationen geringeren Abstands des Einzel-QDs beobachten. Diese sind jedoch bei dieser Probe weitgehend unterdrückt. Zwei mögliche Ursachen hierfür liegen in der relativ starken thermischen Verbreiterung und der mangelnden Stabilität der Probeigenschaften, die in Abb. 8.20(a) zum Ausdruck kommt. Da für die Peak-Abstände des Einzel-QDs und des Doppel-QDs gilt, dass $2 \Delta V_{g,ED} \leq \Delta V_{g,DD}$, wirken sich beide Effekte auf die Coulomb-Blockade-Oszillationen des Einzel-QDs stärker negativ aus, so dass diese vollständig herausgemittelt werden können, während die Doppel-QD-Oszillationen noch erkennbar sind.

Legt man an die Hälften des Centergates QPC B unterschiedliche Spannungen konstanter Differenz $\Delta V_g = V_{g,oben} - V_{g,unten}$ an, wird das Zentrum des Einschnürungs-Potentials bezüglich der Kanäle der QPCs A und C lateral verschoben. Entsprechende Messdaten sind in Abb. 8.21(b) dargestellt. Voraussetzung zur Beobachtung der Coulomb-Blockade ist, dass beide Centergate-Hälften definiert sind, bevor der Pinch-Off erreicht wird, da nur dann eine QD-Fläche definiert ist. Aus der Gatekennlinie von QPC B kann man ablesen, dass die Definition bei $V_g \simeq -0,3$ V und der Pinch-Off bei $\frac{1}{2} (V_{g,oben} + V_{g,unten}) \simeq -0,45$ V eintritt. Wann immer eine Gate-Hälfte den Wert $V_{g,oben/unten} \simeq -0,3$ V erreicht, nimmt der Leitwert in Form einer Definitionsstufe sprunghaft ab. Liegt eine Spannungsdifferenz zwi-

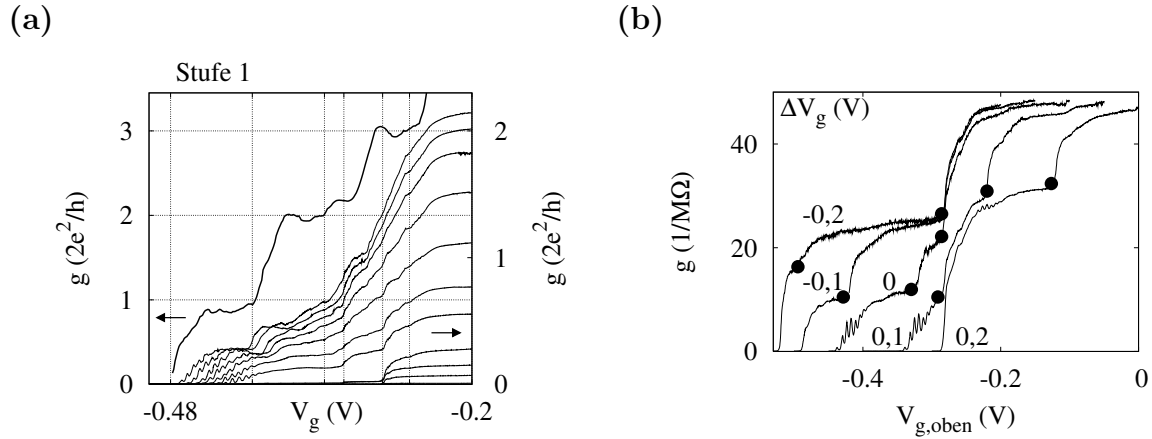


Abbildung 8.21: (a) Vergleich der skalierten Kennlinie von QPC B mit den linearen Coulomb-Blockade-Messungen, Zuordnung der Stufenprofile.

(b) Oszillationsstruktur der QD-Kennlinie bei sukzessivem lateralem Verschieben des QD-Zentrums mit Spannungsdifferenzen $\Delta V_g = V_{g,\text{oben}} - V_{g,\text{unten}} = -0,2 \text{ V}$ bis $0,2 \text{ V}$. Definitionsstufen, die hier mit (\bullet) markiert sind, treten immer dann auf, wenn eine Split-Gate-Hälfte als Potentialbarriere im 2DEG definiert wird.

schen den Gate-Hälften an, beobachtet man eine doppelte Definitionsstufe, da die Grenzspannung zu unterschiedlichen Zeitpunkten erreicht wird. In Abb. 8.21(b) sind alle Definitionsstufen markiert. Die Kurven mit $\Delta V_g = \pm 0,2 \text{ V}$ markieren die Grenzfälle, in welchen die Definitionsstufe der schwächer definierten Hälfte nahezu mit dem Pinch-Off zusammenfällt, so dass keine Coulomb-Blockade mehr möglich ist. Ausgeprägte Oszillationen am Ende der Kurve treten nur im relativ symmetrischen Fall $\Delta V_g = 0 \text{ V}$ bzw. $0,1 \text{ V}$ auf, wenn beide Centergate-Hälften definiert sind und sich der Kanal des mittleren QPCs näherungsweise zwischen den seitlichen QPCs befindet.

Nichtlineare Transportuntersuchung & Energieskalen

Aus dem Rautenmuster einer nichtlinearen Messung $g(V_{\text{sd}}, V_g)$ im Bereich der Oszillationen lassen sich die Steigungen der Begrenzungslinien der Rauten in der (V_{sd}, V_g) -Ebene abschätzen. Man erhält $dV_g^+/dV_{\text{sd}} \simeq 5,6$ und $dV_g^-/dV_{\text{sd}} \simeq -5,4$. Aus derselben Messung kann man den Abstand $\Delta V_g = 7,7 \text{ mV}$ der linearen Coulomb-Blockade-Oszillationen entlang eines Schnittes durch die Eckpunkte der zentralen Rauten bestimmen. Dieser ist gegenüber $V_{\text{sd}} = 0$ mit einem Offset von ca. $200 \mu\text{V}$ behaftet. Aus diesen experimentellen Ergebnissen lassen sich über Gl. 2.30 und Gl. 2.31 die Kapazitäten der beiden seriellen Einzel-QDs des Doppel-QDs unter der Bedingung errechnen, dass sie nahezu identisch sind.

$$C_g = C_{g1} = C_{g2} = \frac{e}{\Delta V_g} = 20 \text{ aF} \quad (8.9)$$

$$\frac{dV_g^-}{dV_{\text{sd}}} = \frac{-C_S}{C_g} = -5,4, \quad \frac{dV_g^+}{dV_{\text{sd}}} = \frac{C_\Sigma - C_S}{C_g} = 5,6, \quad C_D = C_\Sigma - C_S - C_g \quad (8.10)$$

$$C_S = 110 \text{ aF}, \quad C_D = 100 \text{ aF} \quad \text{und} \quad C_\Sigma = 230 \text{ aF} \quad (8.11)$$

Der Konvertierungsfaktor α ergibt sich aus dem Verhältnis von Höhe und Breite der Rauten. Über ihn lassen sich die Gatespannungswerte in Energiewerte umrechnen.

$$\alpha = \frac{C_g}{C_\Sigma} = 0,091, \quad E_g = \alpha e \Delta V_g = E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} = 700 \mu\text{eV} \quad (8.12)$$

Eine Temperaturbestimmung ist nicht möglich, da die Halbwertsbreite der Oszillationen des Gesamt-QDs unbekannt ist.

Die Ladeenergie der seriellen Einzel-QDs wurde zu $E_C = 700 \mu\text{eV}$ bestimmt. Mit der in Kap. 4.4 ermittelten Proben temperatur von $T \simeq 300 \text{ mK}$ erhält man $k_B T \simeq 25 \mu\text{eV}$. Die Energieniveauabstände des gesamten QDs lassen sich wie für Probe C11ro gezeigt zu $\Delta E \simeq 20 \mu\text{eV}$ abschätzen, der Niveauabstand der kleinen Einzel-QDs des Doppel-QDs ist mindestens viermal so groß. Aus der 2DEG-Analyse mit dem Quanten-Hall-Effekt nach Beleuchten lässt sich die Fermienergie ϵ_F im ungestörten Elektronengas mit $m_{\text{eff}} = 0,067 m_e$ und $k_F \simeq 130 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ zu $\epsilon_F \simeq 10 \text{ meV}$ abschätzen. Auf dem Einzel-QD befinden sich daher bei Definition größenordnungsmäßig $N \simeq \epsilon_F / \Delta E \simeq 500$ Elektronen, auf den Doppel-QD-Hälften dagegen $N \leq 100$. Die Energieskalen des Einzel-QDs stehen zu einander im Verhältnis $\Delta E \leq k_B T \ll E_C$, für die Doppel-QD-Hälften gilt $k_B T \leq \Delta E \ll E_C$, d.h. man befindet sich im Grenzgebiet zwischen quantenmechanischem und metallischem Regime.

8.4 Vergleich von Split-Gate- und Resorcinarene-Proben

In diesem Kapitel wurden Transportuntersuchungen an zwei Split-Gate-Einzel-QDs mit unterschiedlicher Geometrie im Vergleich zu Messungen an einem Resorcinarene-QD vorgestellt. An allen drei Proben wurden regelmäßige Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachtet. Die Qualität der Oszillationen ist durch thermische Verbreiterung aufgrund einer Proben temperatur von ca. 350 mK limitiert. Im Fall von Probe C4lo und C11ro reichen Temperatur und Probenstabilität aus, um die Oszillationen des Einzel-QDs aufzulösen. Probe C4lo zeigt Oszillationen mit gleichmäßig wachsendem Abstand und einer Halbwertsbreite, die für benachbarte Peaks konstant ist, die sich über den gesamten Wertebereich von der Definitionsstufe bis zum Pinch-Off erstrecken. Diese sind charakteristisch für einen Einzel-QD. Aufgrund der QD-Geometrie ist es hier sehr unwahrscheinlich, dass sich ein Doppel-QD ausbilden kann, da das Centergate weder aus einem Split-Gate besteht noch eine vertikale Barriere besitzt, sondern einseitig definiert ist. So kann keine Tunnelbarriere entstehen, bevor der QD vollständig verarmt ist.

Im Kotunnel-Bereich von Probe C4lu sind keine schmalen Oszillationen des Einzel-QDs zu erkennen. Es werden ausschließlich im untersten Bereich der Kurven die Coulomb-Blockade-Oszillationen eines seriellen Doppel-QDs beobachtet, der durch laterale Verarmung entsteht. Dieses konsistente Bild ergibt sich aus dem Vergleich mit g_B , einem Wertevergleich mit dem Doppel-RQD2 von Probe C11ro, dem Auftreten zusätzlicher Oszillationen kleineren Abstands bei geringeren $|V_g|$ sowie der nicht-konstanten Halbwertsbreite der Oszillationen. Der Doppel-QD wird durch eine Tunnelbarriere im Zentrum des Einzel-QDs

erzeugt, wenn am Centergate ausreichend hohe negative Gatespannungen anliegen, bevor die QD-Fläche vollständig verarmt ist.

In Probe C11ro liegt eine Kombination aus lateraler Verarmung durch die unabgeschirmten Gatebereiche und vertikaler Verarmung unterhalb der Resorcinarene-Lackstege vor. Die Methode der Abstandsmodulation durch Resorcinarene-Lackstege lässt sich auf beliebige Geometrien erweitern. Anhand der Transportuntersuchungen an einem Einzel-QD wird exemplarisch gezeigt, dass mit dieser Technik funktionsfähige Nanostrukturen hergestellt werden können, an denen sich reguläre Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachten lassen. Die Messungen zeigen einen Übergang vom Einzel-QD zu einem seriellen Doppel-QD ab einer Grenzspannung, bei welcher der Interdot-Leitwert $g_{1,2}$ unter $2e^2/h$ fällt. Durch die vertikale Verarmung unter dem Centergate kann über die gesamte Breite des QDs eine Interdot-Tunnelbarriere gleichmäßiger Höhe aufgebaut und variiert werden, bevor die Fläche des QDs vollständig verarmt ist. Dieser Effekt kann durch die Abmessungen der Resorcinarene-Lackstrukturen gezielt beeinflusst werden. Die Dicke der Lackschicht bestimmt über den Konvertierungsfaktor von unabgeschirmten zu abgeschirmten effektiven Spannungswerten unmittelbar die Grenzspannung, bei welcher die Tunnelbarriere entsteht. Mit dem Kapazitätsmodell kann die gewünschte Lackdicke vor der Prozessierung abgeschätzt werden. Die Breite der Lackstege legt die laterale Verarmungszone fest. In der gezeigten Anordnung wurde mit nur drei Gates ein Doppel-QD mit variabler Tunnelbarriere realisiert, der zudem durch die durchgängigen Gates elektrostatisch stabiler ist als die Split-Gate-QDs. Auf diese Weise können nicht nur mehr Strukturen je Probe, sondern auch potentiell sehr kleine Doppel-QDs hergestellt werden. Im Gegenzug verliert man freie Parameter, da die Gatespannungen zu beiden Seiten der Lackstege identisch sind und das Centergate gleichzeitig die Gatespannungen beider QD-Hälften und die Steuerspannung der Tunnelbarriere bestimmt. Mit der Resorcinarene-Technik können jedoch problemlos auch QDs erzeugt werden, bei denen die Gates für Tunnelbarrieren und Centergates voneinander getrennt sind. Im Fall der Centergates können dicke Lackstege dafür sorgen, dass sich im relevanten Gatespannungsintervall keine vertikale Verarmung einstellt. Dagegen definieren dünne, aber breite, Lackstege die variablen weit ausgedehnten Tunnelbarrieren mit räumlich konstantem Potential, deren laterale Verarmung für den QD keine Rolle spielt. Besonders interessant werden die Nanostrukturen auf Resorcinarene-Basis, wenn das System auf multiple Strukturen ausgedehnt werden soll, bei welchen durch geeignete Abstandsmodulierung zwischen den Strukturen eine große Zahl von Elementen mit nur wenigen Gates angesteuert werden kann. Hier bietet die Lack-Technik Möglichkeiten, die mit der Split-Gate-Technik nicht realisierbar sind.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit elektronischen Transportuntersuchungen an Nanostrukturen auf GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen. An quasi-eindimensionalen Quantenpunktkontakten wird die hervorstechende, aber schwer zu verstehende 0,7-Anomalie auf der Suche nach einem gültigen Erklärungsmodell analysiert. Für Beobachtungen an nulldimensionalen Quantenpunkten wurden verschiedene Geometrien realisiert, wobei eine sehr vielseitige neue Herstellungstechnik zum Einsatz kommt. Neben der Messung von Quantisierungseigenschaften wurde die Messapparatur charakterisiert und eine Optimierung und Erweiterung der Technologie durchgeführt. Zur Probenpräparation wurden mit Methoden der optischen Lithografie Mesa-Strukturen aus einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur herausgeätzt. Das Substrat enthält parallel zur Oberfläche in ca. 100 nm Tiefe ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG). Durch Elektronenstrahl-Lithografie wurden im Zentrum der Mesa Nanostrukturen erzeugt, die mit Split-Gates oder mit abstandsmodulierten Gates über Lackstegen definiert wurden und sich durch Anlegen negativer Spannungen in das 2DEG übertragen lassen. Nach der Kontaktierung der Proben wurden diese in einem ^3He - ^4He -Entmischungskryostat bei Temperaturen $T = \mathcal{O}(100 \text{ mK})$ elektronisch charakterisiert.

Zunächst mussten zwei für die Messqualität wesentliche Voraussetzungen geschaffen werden. Die erste war, festzustellen, welche Temperatur in der Mischkammer des Kryostaten und in den Proben herrscht. Um ausgeprägte Quantisierungseffekte zu beobachten, benötigt man eine möglichst niedrige Basistemperatur, da diese sonst von der thermischen Verbreiterung überdeckt werden. In dieser Arbeit wurde eine Temperaturcharakterisierung anhand von RuO_2 -Halbleiterthermometern und Quantisierungseffekten mit bekannter Temperaturabhängigkeit vorgenommen. So ergab sich erstmals ein schlüssiges Bild der thermischen Verhältnisse im Messaufbau. Hierbei stellte sich heraus, dass die Mischkammer-Temperatur bei ca. $T_{\text{IGH}} = 200 \text{ mK}$ lag, während die Probentemperatur sich zu $T \simeq (300 \pm 100) \text{ mK}$ ergab. Damit liegen beide Temperaturen über dem Potential des Messaufbaus von $T < 100 \text{ mK}$, was auf externe Einstrahlung zurückgeführt werden kann, die in den Messaufbau einkoppelt. Infolgedessen wurde der Kryostat in einen geschirmten Raum verlagert, und die elektromagnetische Abschirmung wird überprüft.

Die zweite offene Frage betraf eine Rezeptur zur Herstellung von ohmschen Kontakten zwischen Metallflächen auf der Oberfläche und dem 2DEG. Niederohmige Kontakte mit einer linearen Strom-Spannungs-Kennlinie, die bei tiefen Temperaturen zuverlässig funktionieren, sind eine unerlässliche Grundlage für Transportuntersuchungen, in denen die Strom-Spannungs-Charakteristiken der Nanostrukturen vermessen werden. Da hier noch kein Verfahren für reproduzierbar gute Kontakte existierte, wurden sämtliche relevanten Herstellungsparameter variiert und die erzielten Widerstände bei Raumtemperatur und 4,2 K untersucht. Auf der Basis der systematischen Untersuchung [1] konnte so eine Rezeptur gefunden werden, die unter Berücksichtigung der 2DEG-Tiefe und der Kristall-

orientierung des Substrats zu exzellenten Ergebnissen führt.

Auf dem Gebiet der Transportmessungen an Quantenpunktkontakten stellen „Leitwertanomalien“, deren prominenteste Vertreterin die „0,7-Struktur“ ist, ein ungelöstes Rätsel dar. Sie äußern sich in Plateaus, die zwischen den in Vielfachen von $g_0 = 2e^2/h$ quantisierten Plateaus der Leitwertquantisierung auftreten. In dieser Arbeit wurden in linearen und nichtlinearen Transportuntersuchungen ausgeprägte Leitwertanomalien beobachtet, die u.a. bezüglich ihrer Magnetfeld- und Temperatureigenschaften untersucht wurden. In den nichtlinearen Daten treten Zusatzplateaus in den ersten drei Leitwertstufen auf, wobei insbesondere die Plateaus um $V_{sd} = 0$ ungewöhnlich klar definiert sind. Dabei kann zwischen Anomalien, deren Charakteristik auf einen Störstellen-Effekt hinweist, und der intrinsischen 0,7-Anomalie unterschieden werden, da sie sich bei Temperatur- und Positionsänderungen verschieden verhalten. Für beide Anomalien ergibt sich eine ähnliche Phänomenologie der nichtlinearen Transconductance. Einen besonderen Schwerpunkt bildete eine Analyse auf dem Hintergrund des Kondo-Modells aus [2]. In einem schmalen Bereich um $V_{sd} = 0$ kann eine Erhöhung des Leitwerts auftreten, die dort in Analogie zum Kondo-Effekt in Quantenpunkten als Zero Bias Anomaly interpretiert wird. Diese ist auf dem 0,7-Plateau fast vollständig unterdrückt. Sie wurde hier unterhalb des 0,7-Plateaus auch im Fall der Störstellen-Anomalie beobachtet, woraus sich schließen lässt, dass die Zero Bias Anomaly und die 0,7-Anomalie unterhalb von $0,7 g_0$ zwei voneinander unabhängige Effekte sind. Eine quantitative Auswertung mit dem modifizierten Kondo-Modell beschreibt die Messungen in vielen Fällen gut, ist jedoch nicht ausreichend, um diese vollständig zu erklären. Die phänomenologische Beschreibung der Messergebnisse wurde durch eine Simulation der Daten mit einem in [3] entwickelten Modell abgerundet, das von einer energieabhängigen Reduktion der Transmissionsfunktion ausgeht.

In der Vorgängerarbeit [4] wurde gezeigt, dass sich die aromatische Verbindung C-Methylcalix[4]resorcinarene hervorragend als hochauflösender Negativlack für die Elektronenstrahlithografie eignet. In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Nanostrukturen hergestellt, indem der Abstand metallischer Gates von der Substratoberfläche durch Lackstrukturen aus diesem Resorcinarene-Derivat moduliert wurde. Dabei wurden Auflösungsvermögen, Dosis und Alignment getestet und Transportmessungen an Quantenpunkten auf Resorcinarene-Basis durchgeführt. In diesen wurde Ladungsquantisierung in Form von Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachtet. Sowohl in linearen als auch in nichtlinearen Messungen tritt ein charakteristischer Übergang vom Einzel-Quantenpunkt zu einem seriellen Doppel-Quantenpunkt auf, der darauf zurückzuführen ist, dass sich ab einer Grenzspannung durch vertikale Verarmung im Zentrum des Quantenpunkts eine variable Tunnelbarriere ausbildet. Zum Vergleich wurden entsprechende Messungen an Split-Gate-Quantenpunkten durchgeführt. Im Ergebnis zeigt sich, dass der C-Methylcalix[4]resorcinarene-Lack und die Methode der Abstandsmodulation sehr gut geeignet sind, um Nanostrukturen hoher elektrostatischer und chemischer Stabilität herzustellen. Damit lassen sich durch die Kombination aus lateraler und vertikaler Verarmung und die unterbrechungsfreien Gates komplexe Geometrien mit parallelen Strukturen, vertikaler Kontaktierung oder ausgedehnten steuerbaren Tunnelbarrieren verwirklichen, die mit der konventionellen Split-Gate-Technologie nicht realisierbar sind.

Anhang

A Parameter zur Probenherstellung

Mesa	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Belacken	
Dehydrieren	Hotplate, 5 min bei 160 °C
Haftvermittler HMDS 1:20	30 s einwirken lassen, anschleudern
Negativlack maN 405	10 s bei 2000 U/min, 40 s bei 5000 U/min
Prebake	Hotplate, 1 min bei 89,5 °C
Belichten und Entwickeln	
Belichten	8 s
Post Exposure Bake	Hotplate, 1:30 min bei 85 °C
Entwickeln	30 s in maD 333
Entwicklungsstop	in H ₂ O
Abblasen	mit N ₂
Hardbake	Hotplate, 1 min bei 120 °C
Veraschen	
Plasmaverascher	O ₂ -Plasma, 0,5 mbar, 200 W, 40 s
Ätzen	
Lackhöhe messen	mit Surface Profiler
HCl-Dip	10 s in rauchender Salzsäure (37%)
Ätzen	1:30 min in H ₂ O : H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ im Verh. 100 : 3 : 1
Ätzstop	in H ₂ O
Abblasen	mit N ₂
Ätztiefenkontrolle	mit Surface Profiler: Lackhöhe plus Ätztiefe
Bestimmen der Ätztiefe	
Lack entfernen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Höhe der Mesa	Kontrolle mit Surface Profiler

A Parameter zur Probenherstellung

Ohmsche Kontakte	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Belacken	
Dehydrieren	Hotplate, 5 min bei 160 °C bzw. anschleudern mit IPA
Positivlack maP 215s	5 s bei 2500 U/min, 50 s bei 5500 U/min
Bake	Hotplate, 3 min bei 90 °C
Lackkanten entfernen	Aceton
Ca. 2 h trocknen lassen	
Belichten und Entwickeln	
Belichten	20 s
Entwickeln	35 s in maD 371
Entwicklungsstop	in H ₂ O
Abblasen	mit N ₂
Veraschen	
Plasmaverascher	Sauerstoffplasma, 0,5 mbar, 200 W, 40 s
Bedampfen	
HCl-Dip	10 s in rauchender Salzsäure (37 %)
Eutektikum (AuGe)	175 nm, Rate ca. 0,2 nm/s
Nickel (Ni)	44 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
Gold (Au)	20 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
Lift-Off	
In Aceton	Probe einweichen und spülen, wenn nötig Ultraschall
Einlegieren	
Legierofen	Gas-Flow Anneal bei 300 mbar, 300 s bei 110 °C, 120 s bei 360 °C und 30 s bei 420 °C
Test der Kontakte	Ohmsche Kennlinien bei Raumtemperatur und 4,2 K

Gatezuleitungen	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Belacken	
Dehydrieren	Hotplate, 5 min bei 160 °C bzw. anschleudern mit IPA
Positivlack maP 215s	5 s bei 2500 U/min, 50 s bei 5500 U/min
Bake	Hotplate, 3 min bei 90 °C
Lackkanten entfernen	Aceton
Ca. 2 h trocknen lassen	
Belichten und Entwickeln	
Belichten	20 s
Entwickeln	35 s in maD 371
Entwicklungsstop	in H ₂ O
Abblasen	mit N ₂

Veraschen	
Plasmaverascher	Sauerstoffplasma, 0,5 mbar, 200 W, 40 s
Bedampfen	
HCl-Dip	10 s in rauchender Salzsäure (37 %)
Chrom (Cr)	5 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
Gold (Au)	45 nm, Rate ca. 0,15 nm/s
Lift-Off	
In Aceton	Probe einweichen und spülen, wenn nötig Ultraschall

Bondpads	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Belackten	
Dehydrieren	Hotplate, 5 min bei 160 °C bzw. anschleudern mit IPA
Positivlack maP 215s	5 s bei 2500 U/min, 50 s bei 5500 U/min
Bake	Hotplate, 3 min bei 90 °C
Lackkanten entfernen	Aceton
Ca. 2 h trocknen lassen	
Belichten und Entwickeln	
Belichten	20 s
Entwickeln	35 s in maD 371
Entwicklungsstop	in H ₂ O
Abblasen	mit N ₂
Veraschen	
Plasmaverascher	Sauerstoffplasma, 0,5 mbar, 200 W, 40 s
Bedampfen	
HCl-Dip	10 s in rauchender Salzsäure (37 %)
Chrom (Cr)	10 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
Gold (Au)	240 nm, Rate ca. 0,2 nm/s
Lift-Off	
In Aceton	Probe einweichen und spülen, wenn nötig Ultraschall

Bonden	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Bonden	
Chipcarrier	Probe mit Leitsilber in geerdeten Chipcarrier kleben
Drahtbonden	Golddraht mit 25 µm Durchmesser, bei 120 °C
Einbau in den ³He-⁴He-Entmischungskryostaten	
Transportmessungen bei ca. 100 mK	

A Parameter zur Probenherstellung

REM-Struktur	
Reinigen	
Spülen	Aceton, Isopropanol, Abblasen mit N ₂
Belacken	
PMMA (2%) Bake	15 s bei 1600 U/min, 50 s bei 5750 U/min Hotplate, 5 min bei 160 °C
PMMA (2%) Bake	15 s bei 1600 U/min, 50 s bei 5750 U/min 1 h im Ofen bei 160 °C
Belichten	
REM	30 keV Elektronenstrahl, Flächendosis 160 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Entwickeln	
Entwickeln Entwicklungsstop Abblasen	45 s in MIBK : IPA im Verhältnis 1 : 2 (mit Kontroll-Wedges) in IPA mit N ₂
Bedampfen	
Chrom (Cr)	5 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
Gold (Au)	45 nm, Rate ca. 0,15 nm/s
Lift-Off	
In Aceton	Probe einweichen und spülen, wenn nötig Ultraschall

Resorcinarene-Lack	
Lösen	
Anrühren Filtern Testbelackung	ca. 0,1 g C-Methylcalix[4]resorcinarene in 8 ml MIBK durch Teflonfilter Lackdicke sollte 50 nm bis 100 nm ergeben
Belacken	
Resorcinarene-Lack Bake	3 s bei 2000 U/min, 30 s bei 3000 U/min Hotplate, 1 min bei 80 °C
Belichten	
REM	Blende 2, Spot 3, $I \simeq 270 \text{ pA}$, Flächendosis ca. 30 mC/cm^2 für 100 nm-Strukturen, 10mal sequentiell mit 3 mC/cm^2 übereinander belichtet
Entwickeln	
Entwickeln Entwicklungsstop Abblasen	ca. 5 s bis 15 s in MIBK, unempfindlich gegen Überentwicklung in IPA mit N ₂

B Substrate

B.1 GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen

Heterostrukturen sind Schichtsysteme, die aus unterschiedlichen Halbleitermaterialien aufgebaut sind. Die bekanntesten Verfahren zu ihrer Herstellung sind Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy*, MBE) sowie Gasphasenepitaxie (*chemical vapour deposition*, CVD). Jeder Halbleiter hat eine spezifische Bandlücke mit definierter Energie. Bringt man zwei Halbleiter in Kontakt, bildet sich im neuen System eine *heterojunction* mit konstantem chemischen Potential aus. An der Grenzfläche kommt es durch die Umverteilung der Elektronen zu Bandverbiegungen. Durch gezielte Auswahl der Materialien und Schichtdicken lassen sich nahezu beliebige Bandkantenverläufe erzeugen. Diese können auf konkrete Anwendungen abgestimmt werden, was unter dem Begriff des „*band gap engineering*“ bekannt ist. Heterostrukturen werden sowohl aus IV-IV-Halbleitern (SiGe, SiC) als auch aus III-V-Halbleitern (GaAs, AlAs, GaP, InP, GaSb, GaN) oder II-VI-Halbleitern (CdTe, ZnTe, ZnO) bzw. ihren ternären oder mehrkomponentigen Verbindungen hergestellt. Die Materialkombination, die insbesondere im Bereich der Untersuchung von Nanostrukturen breite Anwendung findet, sind GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen. GaAs und AlAs haben mit $a_{\text{GaAs}} = 5,6533 \text{ \AA}$ und $a_{\text{AlGaAs}} = 5,6611 \text{ \AA}$ sehr ähnliche Gitterkonstanten. Dadurch können ihre Kristallgitter aufeinander aufgewachsen werden, ohne dass sich Verspannungen ausbilden. Dies resultiert in extrem störstellenarmen Kristallen mit hervorragenden elektronischen Eigenschaften. Die Bandlücken betragen bei tiefen Temperaturen $E_{\text{GaAs}} = 1,52 \text{ eV}$ bzw. $E_{\text{AlAs}} = 2,23 \text{ eV}$. AlAs hat eine indirekte Bandlücke. Durch Hinzufügen eines Gallium-Anteils lässt sich sowohl die Bandlücke als auch die Gitterkonstante der Verbindung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kontinuierlich verändern. Für die Gitterkonstante gilt: $a = 5,6533 + 0,0078 \cdot x$. Bei $x = 0,45$ erfolgt ein Übergang zu einer direkten Bandlücke (Zahlenwerte aus [193]). In der Praxis werden typischerweise GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As- oder GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Heterostrukturen hergestellt.

B.2 2DEG: Bändermodell

Mit GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen lässt sich durch Bandkantenverbiegung ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) mit hoher Elektronendichte n_s und Elektronenbeweglichkeit μ sowie großer mittlerer freier Weglänge l_m herstellen. In den letzten Jahren sind Beweglichkeiten bis ca. $\mu \simeq 10^7 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ erreicht worden, was bei $n_s \simeq \mathcal{O}(10^{11} \text{ cm}^{-2})$ einer mittleren freien Weglänge von der Größenordnung $100 \mu\text{m}$ entspricht.

An der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs fließen Elektronen aus dem Randbereich des energetisch ungünstigeren AlGaAs mit großer Bandlücke in den GaAs-Randbereich ab. In AlGaAs bildet sich eine Verarmungszone, die zu einer Krümmung des Leitungsban-

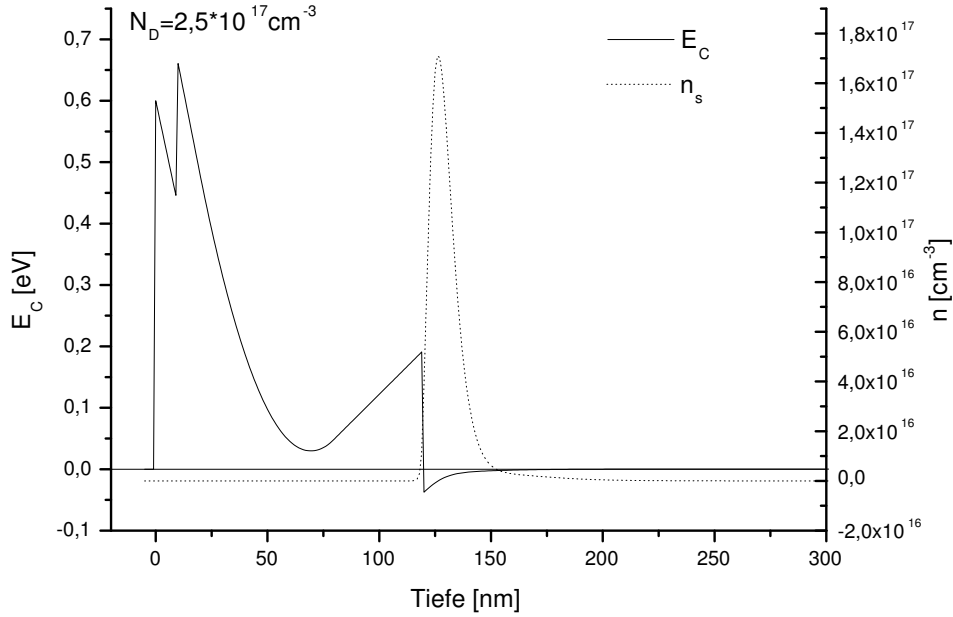


Abbildung B.1: Verlauf der Leitungsbandkante E_C und der Ladungsdichteverteilung der Elektronen n in der Heterostruktur aus Abb. B.2(a) bei Dotierdichte N_D . An der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs in 120 nm Tiefe bildet sich ein Potentialtopf aus.

des zu höheren Energien führt. In GaAs bildet sich durch die Elektronen-Anreicherung ein näherungsweise dreiecksförmiger Potentialtopf mit quantisierten Energieniveaus ϵ_n . Bei entsprechender Wahl der Dotierung und Schichtdicken kann das chemische Potential zwischen dem ersten und zweiten Energieniveau zu liegen kommen, $\epsilon_1 < \mu_{\text{chem}} < \epsilon_2$. Bei tiefen Temperaturen reduziert sich die thermische Verbreiterung der Energieniveaus, wodurch nur noch das erste Niveau unterhalb des chemischen Potentials besetzt ist. Die Elektronen im Potentialtopf können sich in der ca. 10 nm dünnen Ebene parallel zur Oberfläche quasi frei bewegen. Die Energie dieser freien Elektronen ist in Wachstumsrichtung quantisiert, sie bilden ein zweidimensionales Elektronengas.

Der Verlauf der Leitungsbandkante und des Erwartungswertes für die Ladungsdichteverteilung der freien Elektronen ist in Abb. B.1 am Beispiel der Heterostruktur Abb. B.2(a) aufgetragen. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{m_{\text{eff}}(x)} \frac{d}{dx} \right) \psi(x) + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (\text{B.1})$$

mit der Wellenfunktion ψ , der Energie E , der potentiellen Energie V und der effektiven Masse m_{eff} unter Berücksichtigung der eindimensionalen Poisson-Gleichung

$$\frac{d}{dx} \left(\epsilon_r \frac{d}{dx} \right) \Phi(x) = -\frac{q(N_D(x) - n(x))}{\epsilon_0} \quad (\text{B.2})$$

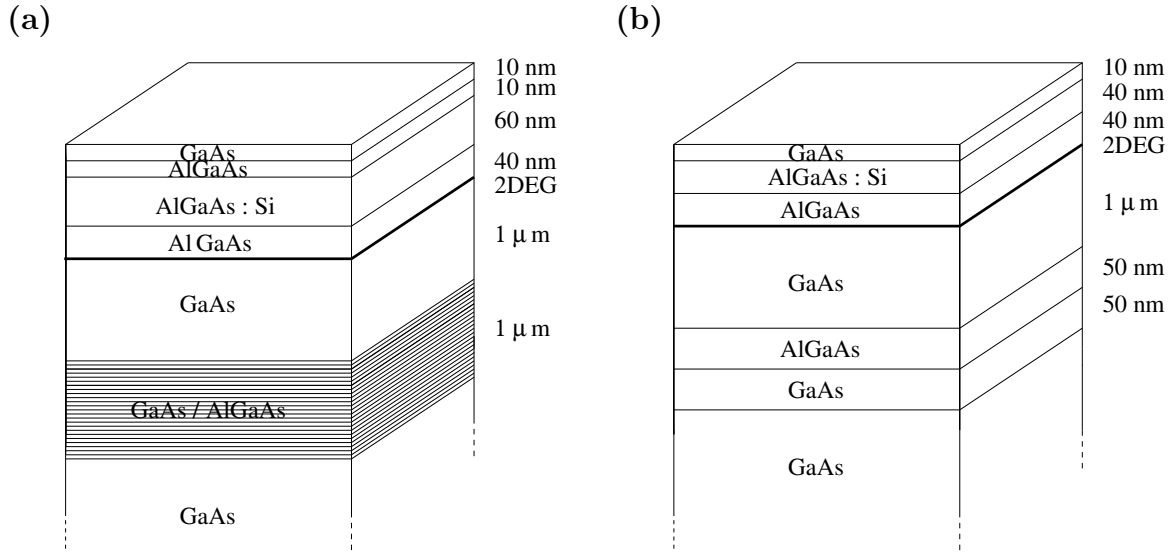


Abbildung B.2: (a) Heterostruktur, MPI Stuttgart, 2DEG in 120 nm Tiefe.
 (b) Heterostruktur, Cavendish Laboratory Cambridge, 2DEG in 90 nm Tiefe.

mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_r , dem elektrostatischen Potential Φ , der Konzentration N_D an ionisierten Donatoren und der Ladungsdichteverteilung n . Die beiden Gleichungen sind über die Wellenfunktion ψ und die Ladungsdichteverteilung n gekoppelt:

$$n(x) = \sum_{k=1}^m \psi_k^*(x) \psi_k(x) n_k \quad (\text{B.3})$$

bei m gebundenen Zuständen und der Besetzungszahl n_k für jeden Zustand, wobei im 2DEG gilt, dass $m=1$. Zur numerischen Berechnung wurde das Programm „1D Poisson/Schrödinger: A Band Diagram Calculator“ von G. Snider verwendet [194], von welchem die Gleichungen nach Eingabe aller Schichtdicken und Dotierungen iterativ selbstkonsistent gelöst werden. Um die zweidimensionale Elektronendichte im 2DEG zu erhalten, muss über die gezeigte dreidimensionale Ladungsdichteverteilung integriert werden.

B.3 Verwendete Substrate

Auch die Messungen in dieser Arbeit wurden auf GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen durchgeführt, die mit Molekularstrahlepitaxie gewachsen wurden. Proben mit der Kennzeichnung „P*“ entstanden aus dem Wafer #8932, der uns vom Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart zur Verfügung gestellt wurde. Die entsprechende Schichtfolge ist in Abb. B.2(a) dargestellt. Proben mit der Bezeichnung „C*“ stammen vom Substrat A2643 aus der Epitaxie-Gruppe des Cavendish Laboratory der University of Cambridge. Die zugehörige Schichtfolge ist in Abb. B.2(b) zu sehen.

In beiden Fällen wird das Schichtsystem auf der Oberfläche eines GaAs(100)-Substrats aufgebaut. Die Oberfläche sollte vor dem weiteren Wachstum bis auf ihre atomare Skala eben

sein. Im Stuttgarter Material wird dies erreicht, indem zunächst ein Übergitter (*superlattice buffer*) aus 50 alternierenden wenige Nanometer dünnen Schichten AlGaAs und GaAs erzeugt wird. Die ebene Oberfläche bleibt in der anschließenden ca. $1\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Schicht erhalten. Am Übergang zwischen GaAs und AlGaAs bildet sich das 2DEG aus. Die freien Elektronen des Elektronengases stammen aus Si-Dotieratomen des delta-dotierten Bereichs der AlGaAs-Schicht. Dieser ist räumlich durch einen undotierten Bereich (*spacer*) vom Elektronengas getrennt, um Streuprozesse an den positiven Dotieratom-Rümpfen zu minimieren. Das Schichtwachstum wird mit einer weiteren undotierten AlGaAs-Schicht und einer GaAs-Deckschicht abgeschlossen, welche verhindert, dass das Aluminium an der Oberfläche oxidiert. In der fertigen Heterostruktur befindet sich das 2DEG parallel zur Substrat-Oberfläche in $120\ \text{nm}$ Tiefe. Die nominelle Elektronendichte im 2DEG ist $n_s = 1,9 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ bzw. $n_s = 3,8 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ nach Beleuchten. Die nominelle Beweglichkeit ist mit $\mu = 1,0 \cdot 10^6\ \text{cm}^2/(\text{Vs})$ bzw. $\mu = 1,5 \cdot 10^6\ \text{cm}^2/(\text{Vs})$ nach Beleuchten angegeben.

Im Material aus Cambridge wurden dünne Schichten GaAs und AlGaAs und darauf folgend eine dicke Schicht GaAs gewachsen. An der Kontaktfläche zwischen der $1\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Schicht und der anschließenden $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Schicht entsteht das 2DEG. Die Si-Dotierdichte in der n-dotierten Schicht ist mit $2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ angegeben. Auch hier ist die Dotierschicht durch einen undotierten Bereich vom 2DEG abgeschirmt. Die Schichtfolge wird durch eine dünne GaAs-Deckschicht abgeschlossen. Das 2DEG liegt damit in $90\ \text{nm}$ Tiefe. Die Elektronendichte wurde zu $n_s = 1,9 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ bzw. $n_s = 3,4 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ nach Beleuchten bestimmt, die Beweglichkeit zu $\mu = 1,0 \cdot 10^6\ \text{cm}^2/(\text{Vs})$ bzw. $\mu = 1,8 \cdot 10^6\ \text{cm}^2/(\text{Vs})$ nach Beleuchten.

Literaturverzeichnis

- [1] U. GRAUMANN: *Ohmsche Kontakte zu zweidimensionalen Elektronensystemen* (1998). Private Mitteilung, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart. [iii](#), [27](#), [48](#), [49](#), [52](#), [59](#), [60](#), [61](#), [62](#), [64](#), [65](#), [181](#)
- [2] S. CRONENWETT, H. LYNCH, D. GOLDHABER-GORDON, L. KOUWENHOVEN, C. MARCUS, K. HIROSE, N. WINGREEN und V. UMANSKY: *Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System*. Phys. Rev. Lett. **88**(22), 226805 (2002). [iv](#), [77](#), [78](#), [95](#), [96](#), [111](#), [112](#), [113](#), [119](#), [120](#), [127](#), [128](#), [131](#), [132](#), [182](#)
- [3] D. SCHEFZYK: *Elektrische Charakterisierung niederdimensionaler Systeme: zur Bestimmung der Temperatur in Nanostrukturen*. Diplomarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen (2005). [iv](#), [40](#), [41](#), [42](#), [43](#), [120](#), [124](#), [126](#), [154](#), [182](#)
- [4] F. PANTELEIT: *Magnetotransportuntersuchungen an parallelen Quantenpunktkontakten*. Doktorarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen (2004). [iv](#), [134](#), [135](#), [136](#), [137](#), [147](#), [182](#)
- [5] Y. IMRY: *Introduction to mesoscopic physics*. Mesoscopic physics and nanotechnology, Oxford University Press, 2. Aufl. (2002). [3](#)
- [6] R. FAZIO, V. GANTMAKHER und Y. IMRY (Hg.): *New Directions in Mesoscopic Physics (Towards Nanoscience)*. NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry - Vol. 125, Kluwer Academic Publishers (2003). [3](#)
- [7] B. KRAMER (Hg.): *Electronic Transport*, Bd. Structured Semiconductors, Subvolume III/34B(1) von *Landolt Börnstein*. Springer-Verlag (2001). [5](#), [7](#), [9](#), [14](#)
- [8] D. WHARAM, T. THORNTON, R. NEWBURY, M. PEPPER, H. AHMED, J. FROST, D. HASKO, D. PEACOCK, D. RITCHIE und G. JONES: *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*. J. Phys. C: Solid State Phys. **21**(8), L209 (1988). [6](#), [9](#), [10](#), [71](#)
- [9] B. VAN WEES, H. VAN HOUTEN, C. BEENAKKER, J. WILLIAMSON, L. KOUWENHOVEN, D. VAN DER MAREL und C. FOXON: *Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Lett. **60**(9), 848 (1988). [6](#), [71](#)

- [10] L. MARTÍN-MORENO, J. NICHOLLS, N. PATEL und M. PEPPER: *Non-linear conductance of a saddle-point constriction*. J. Phys: Condens. Matter **4**, 1323 (1992). [6](#), [10](#), [12](#), [13](#), [94](#), [96](#), [112](#), [123](#), [125](#), [127](#), [129](#)
- [11] L. GLAZMAN, G. LESOVIK, D. KHMEL'NITSKII und R. SHEKHTER: *Reflectionless quantum transport and fundamental ballistic-resistance steps in microscopic constrictions*. JETP Lett. **48**(4), 238 (1988). [8](#)
- [12] M. BÜTTIKER: *Quantized transmission of a saddle-point constriction*. Phys. Rev. B **41**(11), 7906 (1989). [8](#), [9](#)
- [13] A. SZAFER und A. STONE: *Theory of Quantum Conduction through a Constriction*. Phys. Rev. Lett. **62**(3), 300 (1989). [8](#)
- [14] E. HAANAPPEL und D. VAN DER MAREL: *Conductance oscillations in two-dimensional Sharvin point contacts*. Phys. Rev. B **39**(8), 5484 (1989). [8](#), [14](#)
- [15] D. VAN DER MAREL und E. HAANAPPEL: *Model calculations of the quantum ballistic transport in two-dimensional constriction-type microstructures*. Phys. Rev. B **39**(11), 7811 (1989). [8](#), [14](#)
- [16] T. ANDO: *Quantum point contacts in magnetic fields*. Phys. Rev. B **44**(15), 8017 (1991). [9](#)
- [17] J. PALACIOS und C. TEJEDOR: *Magnetic-field effects on the transport coefficients of a quantum point contact*. Phys. Rev. B **45**(23), 13725 (1992). [9](#)
- [18] B. VAN WEES, L. KOUWENHOVEN, E. WILLEMS, C. HARMANS, J. MOOIJ, H. VAN HOUTEN, C. BEENAKKER, J. WILLIAMSON und C. FOXON: *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts*. Phys. Rev. B **43**(15), 12431 (1991). [9](#)
- [19] L. GLAZMAN und M. JONSON: *Cross-over to global adiabatics in 2D ballistic transport*. J. Phys.: Condens. Matter **1**, 5547 (1989). [9](#)
- [20] L. GLAZMAN und A. KHAETSKII: *Quantum conductance of a lateral microconstraint in a magnetic field*. J. Phys.: Condens. Matter **1**(30), 5005 (1989). [9](#), [10](#)
- [21] S. DATTA: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press (1995). [9](#)
- [22] B. VAN WEES, L. KOUWENHOVEN, H. VAN HOUTEN, C. BEENAKKER, J. MOOIJ, C. FOXON und J. HARRIS: *Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts*. Phys. Rev. B **38**(5), 3625 (1988). [10](#)
- [23] D. WHARAM, U. EKENBERG, M. PEPPER, D. HASKO, H. AHMED, J. FROST, D. RITCHIE, D. PEACOCK und G. JONES: *Empirical relation between gate voltage and electrostatic potential in the one-dimensional electron gas of a split-gate device*. Phys. Rev. B **39**(9), 6283 (1989). [10](#)

- [24] J. WEISZ und K. BERGGREN: *Characterization of narrow quantum channels using model potentials*. Phys. Rev. B **40**(2), 1325 (1989). [10](#)
- [25] L. GLAZMAN und A. KHAETSKIĬ: *Nonlinear Quantum Conductance of a Lateral Microconstraint in a Heterostructure*. Europhys. Lett. **9**(3), 263 (1989). [10](#), [12](#)
- [26] L. KOUWENHOVEN, B. VAN WEES, C. HARMANS, J. WILLIAMSON, H. VAN HOUTEN, C. BEENAKKER, C. FOXON und J. HARRIS: *Nonlinear conductance of quantum point contacts*. Phys. Rev. B **39**(11), 8040 (1989). [10](#), [12](#), [91](#), [94](#)
- [27] N. PATEL, L. MARTÍN-MORENO, M. PEPPER, R. NEWBURY, J. FROST, D. RITCHIE, G. JONES, J. JANSSEN, J. SINGLETON und J. PERENBOOM: *Ballistic transport in one dimension: additional quantisation produced by an electric field*. J. Phys.: Condens. Matter **2**, 7247 (1990). [10](#), [12](#), [91](#), [94](#)
- [28] N. PATEL, J. NICHOLLS, L. MARTÍN-MORENO, M. PEPPER, J. FROST, D. RITCHIE und G. JONES: *Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction*. Phys. Rev. B **44**(24), 13549 (1991). [10](#), [12](#), [14](#), [71](#), [77](#), [91](#), [95](#)
- [29] E. CASTAÑO und G. KIRCZENOW: *Theory of nonlinear transport in narrow ballistic constrictions*. Phys. Rev. B **41**(6), 3874 (1990). [12](#)
- [30] P. BAGWELL und T. ORLANDO: *Landauer's conductance formula and its generalization to finite voltages*. Phys. Rev. B **40**(3), 1456 (1989). [12](#)
- [31] N. PATEL, J. NICHOLLS, L. MARTÍN-MORENO, M. PEPPER, J. FROST, D. RITCHIE und G. JONES: *Properties of a ballistic quasi-one-dimensional constriction in a parallel high magnetic field*. Phys. Rev. B **44**(19), 10973 (1991). [13](#), [96](#)
- [32] S. CRONENWETT: *Coherence, Charging, and Spin Effects in Quantum Dots and Point Contacts*. Dissertation, Department of Physics of Stanford University (2001). [13](#), [22](#), [42](#), [43](#), [78](#), [96](#), [111](#), [112](#), [113](#), [115](#), [116](#), [127](#), [128](#), [129](#)
- [33] P. MCEUEN, B. ALPHENAAR, R. WHEELER und R. SACKS: *Resonant transport effects due to an impurity in a narrow constriction*. Surf. Sci. **229**, 312 (1990). [14](#), [146](#)
- [34] J. WILLIAMSON, C. TIMMERING, C. HARMANS, J. HARRIS und C. FOXON: *Quantum point contact as a local probe of the electrostatic potential contours*. Phys. Rev. B **42**(12), 7675 (1990). [14](#)
- [35] D. WHARAM, M. PEPPER, H. AHMED, J. FROST, D. HASKO, D. PEACOCK, D. RITCHIE und G. JONES: *Addition of the one-dimensional quantised ballistic resistance*. J. Phys. C **21**, L887 (1988). [14](#)
- [36] C. BEENAKKER und H. VAN HOUTEN: *Magnetotransport and nonadditivity of point-contact resistances in series*. Phys. Rev. B **39**(14), 10445 (1989). [14](#)

- [37] D. BIEGELSEN, F. PONCE, A. SMITH und J. TRAMONTANA: *Initial stages of epitaxial growth of GaAs on (100) silicon*. J. Appl. Phys. **61**(5), 1856 (1987). 15
- [38] R. HULL und A. FISCHER-COLBRIE: *Nucleation of GaAs on Si: Experimental evidence for a three-dimensional critical transition*. Appl. Phys. Lett **50**(13), 851 (1987). 15
- [39] S. GUHA, A. MADHUKAR und K. RAJKUMAR: *Onset of incoherency and defect introduction in the initial stages of molecular beam epitaxial growth of highly strained $In_xGa_{1-x}As$ on GaAs(100)*. Appl. Phys. Lett. **57**(20), 2110 (1990). 15
- [40] D. EAGLESHAM und M. CERULLO: *Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(100)*. Phys. Rev. Lett. **64**(16), 1943 (1990). 15
- [41] M. KRISHNAMURTHY, J. DRUCKER und J. VENABLES: *Microstructural evolution during the heteroepitaxy of Ge on vicinal Si(100)*. J. Appl. Phys. **69**(9), 6461 (1991). 15
- [42] C. SNYDER, B. ORR, D. KESSLER und L. SANDER: *Effect of strain on surface morphology in highly strained InGaAs films*. Phys. Rev. Lett. **66**(23), 3032 (1991). 15
- [43] D. LEONHARD, M. KRISHNAMURTHY, C. REAVES, S. DENBAARS und P. PETROFF: *Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces*. Appl. Phys. Lett. **63**(23), 3203 (1993). 15
- [44] U. MEIRAV, M. KASTNER und S. WIND: *Single-Electron Charging and Periodic Conductance Resonances in GaAs Nanostructures*. Phys. Rev. Lett. **65**(6), 771 (1990). 15
- [45] L. KOUWENHOVEN, N. VAN DER VAART, A. JOHNSON, W. KOOL, C. HARMANS, J. WILLIAMSON, A. STARING und C. FOXON: *Single electron charging effects in semiconductor quantum dots*. Zeitschrift für Physik B - Condensed Matter **85**(3), 367 (1991). 15
- [46] L. SOHN, L. KOUWENHOVEN und G. SCHÖN (Hg.): *Electron Transport in Quantum Dots*, Kap. by L.P. Kouwenhoven, C.M. Marcus, P.L. McEuen, S. Tarucha, R.M. Westervelt and N.S. Wingreen. Kluwer (1997). 16, 17
- [47] J. KONDO: *Resistance Minimum in Dilute Magnetic Alloys*. Prog. Theor. Phys. **32**, 37 (1964). 22
- [48] P. ANDERSON: *Localized Magnetic States in Metals*. Phys. Rev. **124**(1), 41 (1961). 22
- [49] L. GLAZMAN und M. RAIKH: *Resonant Kondo transparency of a barrier with quasi-local impurity states*. JETP Lett. **47**(8), 452 (1988). 22

- [50] T. NG und P. LEE: *On-Site Coulomb Repulsion and Resonant Tunneling*. Phys. Rev. Lett. **61**(15), 1768 (1988). 22
- [51] F. HALDANE: *Scaling Theory of the Asymmetric Anderson Model*. Phys. Rev. Lett. **40**(6), 416 (1978). 22
- [52] D. GOLDHABER-GORDON, H. SHTRIKMAN, D. MAHALU, D. ABUSCH-MAGDER, U. MEIRAV und M. KASTNER: *Kondo effect in a single-electron transistor*. Nature **391**, 156 (1998). 22
- [53] S. CRONENWETT, T. OOSTERKAMP und L. KOUWENHOVEN: *A Tunable Kondo Effect in Quantum Dots*. Science **281**, 540 (1998). 22
- [54] J. SCHMID, J. WEIS, K. EBERL und K. v. KLITZING: *Absence of Odd-Even Parity Behavior for Kondo Resonances in Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **84**(25), 5824 (2000). 22
- [55] D. GOLDHABER-GORDON, J. GÖRES, M. KASTNER, H. SHTRIKMAN, D. MAHALU und U. MEIRAV: *From the Kondo Regime to the Mixed-Valence Regime in a Single-Electron Transistor*. Phys. Rev. Lett. **81**(23), 5225 (1998). 22
- [56] C. LIVERMORE, C. CROUCH, R. WESTERVELT, K. CAMPMAN und A. GOSSARD: *The Coulomb Blockade in Coupled Quantum Dots*. Science **274**, 1332 (1996). 23
- [57] I. RUZIN, V. CHANDRASEKHAR, E. LEVIN und L. GLAZMAN: *Stochastic Coulomb blockade in a double-dot system*. Phys. Rev. B **45**(23), 13469 (1992). 23
- [58] F. WAUGH, M. BERRY, D. MAR, R. WESTERVELT, K. CAMPMAN und A. GOSSARD: *Single-Electron Charging in Double and Triple Quantum Dots with Tunable Coupling*. Phys. Rev. Lett. **75**(4), 705 (1995). 23, 24, 165
- [59] F. WAUGH, M. BERRY, C. CROUCH, C. LIVERMORE, D. MAR, R. WESTERVELT, K. CAMPMAN und A. GOSSARD: *Measuring interactions between tunnel-coupled quantum dots*. Phys. Rev. B **53**(3), 1413 (1996). 23, 166
- [60] K. MATVEEV, L. GLAZMAN und H. BARANGER: *Tunneling spectroscopy of quantum charge fluctuations in the Coulomb blockade*. Phys. Rev. B **53**(3), 1034 (1996). 23, 166
- [61] J. GOLDEN und B. HALPERIN: *Relation between barrier conductance and Coulomb blockade peak splitting for tunnel-coupled quantum dots*. Phys. Rev. B **53**(7), 3893 (1996). 23, 166
- [62] C. CROUCH, C. LIVERMORE, R. WESTERVELT, K. CAMPMAN und A. GOSSARD: *Evolution of the Coulomb gap in tunnel-coupled quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **71**(6), 817 (1997). 24
- [63] KARL SÜSS KG: *Suss MJB 3*. Werbebroschüre (1986). 26

- [64] S. RAISER: *Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von AuGe-Kontakten in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik Tübingen, Eberhard Karls Universität Tübingen (2005). 27, 48, 62, 63, 64, 66
- [65] GOODFELLOW ONLINE CATALOGUE: *Gold/Germanium Eutectic Au88/Ge12* (2002).
URL <http://www.goodfellow.com> 28
- [66] M. OGAWA: *Alloying behaviour of Ni/Au-Ge films on GaAs*. J. Appl. Phys. **51**(1), 406 (1980). 28, 48, 49, 57, 58, 59
- [67] C. HÖPPLER: *Nichtlinearer Transport durch ballistische Quantenpunktkontakte*. Doktorarbeit, Institut für Angewandte Physik, Eberhard Karls Universität Tübingen (2004). 35, 37, 38, 42, 43, 82, 120, 123, 124
- [68] *Kelvinox Dilution Refrigerator and Superconducting Magnet system, Operator's Handbook*. Oxford Instruments, Research Instruments (1998). 37, 39
- [69] J. FOLK, S. PATEL, S. GODIJN, A. HUIBERS, S. CRONENWETT, C. MARCUS, K. CAMPMAN und A. GOSSARD: *Statistics and Parametric Correlations of Coulomb Blockade Peak Fluctuations in Quantum Dots*. Phys. Rev. Lett. **76**(10), 1699 (1996). 44
- [70] T. SHEN, G. GAO und H. MORKOÇ: *Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors*. J. Vac. Sci. Technol. B **10**(5), 2113 (1992). 47, 48, 49
- [71] N. BRASLAU: *Alloyed ohmic contacts to GaAs*. J. Vac. Sci. Technol. **19**(3), 803 (1981). 47, 48, 49, 57, 65
- [72] Y. SHIH, M. MURAKAMI, E. WILKIE und A. CALLEGARI: *Effects of interfacial microstructure on uniformity and thermal stability of AuNiGe ohmic contact to n-type GaAs*. J. Appl. Phys. **62**(2), 582 (1987). 48, 49, 57, 58, 65
- [73] K. JONES, M. COLE, W. HAN, D. ECKART, K. HILTON, M. CROUCH und B. HUGHES: *Comparison of PdGeTiPt and NiGeAu ohmic contacts to n-GaAs and PdGeTiPt and TiPd contacts to p⁺-GaAs*. J. Appl. Phys. **82**(4), 1723 (1997). 48, 49, 57
- [74] A. RAI, A. EZIS, R. GRAHAM, R. SHARMA und D. LANGER: *Microstructural characterization of AlGaAs-GaAs modulation-doped field-effect transistor ohmic contacts formed by transient annealing*. J. Appl. Phys. **63**(9), 4723 (1988). 48, 50, 57, 66
- [75] A. KETTERSON, F. PONSE, T. HENDERSON, J. KLEM und H. MORKOÇ: *Extremely low contact resistances for AlGaAs/GaAs modulation-doped field-effect transistor structures*. J. Appl. Phys. **57**(6), 2305 (1985). 48, 50, 57, 65

- [76] J. WALDROP und R. GRANT: *Correlation of interface composition and barrier height for model AuGeNi contacts to GaAs*. Appl. Phys. Lett. **50**(5), 250 (1987). 48
- [77] T. KUAN, P. BATSON, T. JACKSON, H. RUPPRECHT und E. WILKIE: *Electron microscope studies of an alloyed Au/Ni/Au-Ge ohmic contact to GaAs*. J. Appl. Phys. **54**(12), 6952 (1983). 48, 49, 50, 57, 66
- [78] A. RAI, A. EZIS, A. MCCORMICK, A. PETFORD-LONG und D. LANGER: *Transmission-electron microscope studies of Au-Ni-Ge based ohmic contacts to GaAs-AlGaAs MODFET device*. J. Appl. Phys. **61**(9), 4682 (1987). 48, 50, 57, 66
- [79] J. DALE und R. TURNER: *Simple ohmic contacts on gallium arsenide*. Solid-State Electronics **6**(4), 388 (1963). 48
- [80] A. CALLEGARI, E. PAN und M. MURAKAMI: *Uniform and thermally stable AuGeNi ohmic contacts to GaAs*. Appl. Phys. Lett. **46**(12), 1141 (1985). 48, 57
- [81] N. BRASLAU, J. GUNN und J. STAPLES: *Metal-semiconductor contacts for GaAs bulk effect devices*. Solid-State Electronics **10**(5), 381 (1967). 48
- [82] G. ROBINSON: *Metallurgical and electrical properties of alloyed Ni/Au-Ge films on n-type GaAs*. Solid-State Electronics **18**(4), 331 (1975). 48, 49
- [83] M. WITTMER, R. PRETORIUS, J. MAYER und M. NICOLET: *Investigation of the Au-Ge-Ni system used for alloyed contacts to GaAs*. Solid-State Electronics **20**(5), 433 (1977). 48, 49
- [84] A. KULKARNI und J. LUKOWSKI: *Effect of annealing process parameters on the properties of AuGe ohmic contacts to GaAs*. J. Appl. Phys. **59**(8), 2901 (1986). 49, 57
- [85] T. NITTONO, H. ITO, O. NAKAJIMA und T. ISHIBASHI: *Non-Alloyed Ohmic Contacts to n-GaAs Using Compositionally Graded $In_xGa_{1-x}As$ Layers*. Jpn. J. Appl. Phys. **27**(9), 1718 (1988). 49
- [86] N. BRASLAU: *Summary Abstract: Ohmic contacts to GaAs and $Ga_xAl_{1-x}As$* . J. Vac. Sci. Technol. B **1**(3), 700 (1983). 50
- [87] P. ZWICKNAGL, S. MUKHERJEE, P. CAMPANI, H. LEE, H. GRIEM, L. RATHBUN, J. BERRY, W. JONES und L. EASTMAN: *Very low resistance Au/Ge/Ni/Ag based Ohmic contact formation to $Al_{0.25}/Ga_{0.75}As/GaAs$ and $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterostructures: A behavioral comparison*. J. Vac. Sci. Technol. B **4**(2), 476 (1986). 50, 57
- [88] W. JONES und L. EASTMAN: *High-Performance AlGaAs/GaAs MODFET'S with Improved Ohmic Contacts*. IEEE Trans. Electron Devices **33**(5), 712 (1986). 50, 57

- [89] T. HIGMAN, M. EMANUEL, J. COLEMAN, S. JENG und C. WAYMAN: *Structural analysis of Au-Ni-Ge and Au-Ag-Ge alloyed ohmic contacts on modulation-doped AlGaAs-GaAs heterostructures*. J. Appl. Phys. **60**(2), 677 (1986). 50, 57
- [90] R. TAYLOR, P. COLERIDGE, M. DAVIES, Y. FENG, J. MCCAFFREY und P. MARSHALL: *Physical and electrical investigation of ohmic contacts to AlGaAs/GaAs heterostructures*. J. Appl. Phys **76**(12), 7966 (1994). 50, 55, 57, 58, 65
- [91] S. HAWKSWORTH, J. CHAMBERLAIN, T. CHENG, M. HENINI, M. HEATH, M. DAVIES und A. PAGE: *Contact resistance to high-mobility AlGaAs/GaAs heterostructures*. Semicond. Sci. Technol. **7**, 1985 (1992). 51, 55
- [92] S. MOROZOV, Y. DUBROVSKII, V. ABROSIMOVA und J. WÜRFL: *Electrical properties of PdGe ohmic contacts to GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures at liquid helium temperature*. Appl. Phys. Lett. **72**(22), 2882 (1998). 51
- [93] A. MESSICA, U. MEIRAV und H. SHTRIKMAN: *Refractory metal-based low-resistance ohmic contacts for submicron GaAs heterostructure devices*. Thin Solid Films **257**, 54 (1995). 52, 57
- [94] F. PANTELEIT und P. WICKER: Interne Mitteilung (1999). 53
- [95] K. JONES, E. LINFIELD und J. FROST: *Contact resistances of NiGeAu, PdGeTiPt, and TiPd ohmic contacts to GaAs and their temperature dependence from 4.2 to 350 K*. Appl. Phys. Lett. **69**(27), 4197 (1996). 55
- [96] P. PIOTROWICZ, J. ENGLAND, J. CLEAVER, C. STANLEY und M. HOLLAND: *Submicron and low-temperature ohmic contacts on δ -doped GaAs*. Appl. Phys. Lett. **69**(23), 3528 (1996). 55
- [97] A. KULKARNI und C. LAI: *Diffusion model for Ohmic contacts to GaAs*. J. Vac. Sci. Technol. A **6**(3), 1531 (1988). 57
- [98] H. LIN, S. SENANAYAKE, K. CHENG, M. HONG, J. KWO, B. YANG und J. MANNAERTS: *Optimization of AuGe-Ni-Au Ohmic Contacts for GaAs MOSFETs*. IEEE Transact. on Electron Devices **50**(4), 880 (2003). 58, 62
- [99] A. CHRISTOU: *Solid phase formation in Au:Ge/Ni, Ag/In/Ge, In/Au:Ge GaAs ohmic contact systems*. Solid-State Electronics **22**(2), 141 (1979). 65
- [100] V. CHABASSEUR-MOLYNEUX, J. FROST, M. SIMMONS, D. RITCHIE und M. PEPPER: *Transport through an array of small ohmic contacts alloyed to the two-dimensional electron gas of a GaAs/AlGaAs heterostructure*. Appl. Phys. Lett. **68**(24) (1996). 65
- [101] T. HAAVASOJA, H. STÖRMER, D. BISHOP, V. NARAYANAMURTI, A. GOSSARD und W. WIEGMANN: *Magnetization measurements on a two-dimensional electron system*. Surf. Sci. **142**, 294 (1984). 68

- [102] B. JECKELMANN und B. JEANNERET: *The quantum Hall effect as an electrical resistance standard*. Reports on Progress in Physics **64**, 1603 (2001). 69
- [103] H. BACHMAIR, E. GÖBEL, G. HEIN, J. MELCHER, B. SCHUMACHER, J. SCHURR, L. SCHWEITZER und P. WARNECKE: *The von Klitzing resistance standard*. Physica E **20**, 14 (2003). 69
- [104] B. TAYLOR und T. WITT: *New International Electrical Reference Standards Based on the Josephson and Quantum Hall Effects*. Metrologia **26**(1), 47 (1989). 69
- [105] F. DELAHAYE, T. ENDO, O. JONES, V. KOSE, B. TAYLOR und B. WOOD: *Report to the Comité Consultatif d'Électricité from the Working Group on the Quantum Hall Effect*. Rapport BIPM-1988/08 (1988). 69
- [106] T. QUINN: *News from the BIPM*. Metrologia **26**(1), 69 (1989). 69
- [107] K. THOMAS, J. NICHOLLS, M. SIMMONS, M. PEPPER, D. MACE und D. RITCHIE: *Possible Spin Polarization in a One-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Lett. **77**(1), 135 (1996). 77, 78, 79, 127, 128
- [108] R. FITZGERALD: *Quantum Point Contact Mysteries Reexamined*. Physics Today (2002). 77
- [109] K. THOMAS, J. NICHOLLS, N. APPELYARD, M. SIMMONS, M. PEPPER, D. MACE, W. TRIBE und D. RITCHIE: *Interaction effects in a one-dimensional constriction*. Phys. Rev. B **58**(8), 4846 (1998). 77, 78, 79, 95, 96, 127, 128
- [110] D. REILLY, G. FACER, A. DZURAK, B. KANE, R. CLARK, P. STILES, J. O'BRIEN, N. LUMPKIN, L. PFEIFFER und K. WEST: *Many-body spin related phenomena in ultra-low-disorder quantum wires*. cond-mat/0001174 v1 (2000). 77, 127
- [111] B. KANE, G. FACER, A. DZURAK, N. LUMPKIN, R. CLARK, L. PFEIFFER und K. WEST: *Quantized conductance in quantum wires with gate-controlled width and electron density*. Appl. Phys. Lett. **72**(26), 3506 (1998). 77, 127
- [112] C. LIANG, M. SIMMONS, C. SMITH, G. KIM, D. RITCHIE und M. PEPPER: *Spin-dependent transport in a clean one-dimensional channel*. Phys. Rev. B **60**(15), 10687 (1999). 77, 78, 127, 128
- [113] K. PYSHKIN, C. FORD, R. HARRELL, M. PEPPER, E. LINFIELD und D. RITCHIE: *Spin splitting of one-dimensional subbands in high quality quantum wires at zero magnetic field*. Phys. Rev. B **62**(23), 15842 (2000). 77, 78, 91, 95, 96, 125, 127, 128
- [114] K. HASHIMOTO, S. MIYASHITA, T. SAKU und Y. HIRAYAMA: *Back-Gated Point Contact*. Jpn. J. Appl. Phys. **40**, Part 1(4B), 3000 (2001). 77, 127
- [115] A. KRISTENSEN, H. BRUUS, A. HANSEN, J. JENSEN, P. LINDELOF, C. MARCKMANN, J. NYGÅRD, C. SØRENSEN, F. BEUSCHER, A. FORCHEL und M. MICHEL: *Bias and temperature dependence of the 0.7 conductance anomaly in quantum point contacts*. Phys. Rev. B **62**(16), 10950 (2000). 77, 95, 96, 112, 127, 128

- [116] A. KRISTENSEN, P. LINDELOF, J. JENSEN, M. ZAFFALON, J. HOLLINGBERY, S. PEDERSEN, J. NYGÅRD, H. BRUUS, S. REIMANN, C. SØRENSEN, M. MICHEL und A. FORCHEL: *Temperature dependence of the „0.7“ $2e^2/h$ quasi plateau in strongly confined quantum point contacts.* cond-mat/9807277 v1 (1998). 77, 78, 127, 128
- [117] A. KRISTENSEN, J. JENSEN, M. ZAFFALON, C. SØRENSEN, S. REIMANN, P. LINDELOF, M. MICHEL und A. FORCHEL: *Conductance quantization above 30 K in GaAlAs shallow-etched quantum point contacts smoothly joined to the background 2DEG.* J. Appl. Phys. **83**(1), 607 (1998). 77, 95, 127, 133
- [118] A. GRAHAM, K. THOMAS, M. PEPPER, M. SIMMONS und D. RITCHIE: *0.7 Structure in quantum wires observed at crossings of spin-polarised 1D subbands.* Physica E **22**, 264 (2004). 78, 129
- [119] A. GRAHAM, K. THOMAS, M. PEPPER, N. COOPER, M. SIMMONS und D. RITCHIE: *Interaction Effects at Crossings of Spin-Polarized One-Dimensional Subbands.* Phys. Rev. Lett. **91**(13), 136404 (2003). 87, 128, 129
- [120] S. FISCHER, G. APETRII, U. KUNZE, D. SCHUH und G. ABSTREITER: *Magnetotransport spectroscopy of spatially coincident coupled electron wave guides.* Phys. Rev. B **71**, 195330 (2005). 87
- [121] A. ZAGOSKIN: *Nonlinear electrical conductivity of ballistic quantum contacts.* JETP Lett. **52**(8), 435 (1991). 94
- [122] A. KRISTENSEN und H. BRUUS: *Bias Dependent Subband Edges and the 0.7 Conductance Anomaly.* Physica Scripta **T101**, 151 (2002). 95, 96, 127, 128
- [123] H. BRUUS, V. CHEIANOV und K. FLENSBERG: *From mesoscopic magnetism to the anomalous 0.7 conductance plateau.* cond-mat/0002338 v1 (2000). 95, 111, 125, 128
- [124] A. KRISTENSEN, H. BRUUS, A. FORCHEL, J. JENSEN, P. LINDELOF, M. MICHEL, J. NYGÅRD und C. SØRENSEN: *Activated behavior of the 0.7 $2e^2/h$ conductance anomaly in quantum point contacts.* cond-mat/9808007 v2 (1998). 96, 127
- [125] P. LINDELOF: *Effect on conductance of an isomer state in a quantum point contact.* Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **4415**, 77 (2001). 111
- [126] C. WANG und K. BERGGREN: *Spin splitting of subbands in quasi-one-dimensional electron quantum channels.* Phys. Rev. B **54**(20), 14257 (1996). 111, 129
- [127] C. WANG und K. BERGGREN: *Local spin polarization in ballistic quantum point contacts.* Phys. Rev. B **57**(8), 4552 (1998). 111, 129
- [128] B. SPIVAK und F. ZHOU: *Ferromagnetic correlations in quasi-one-dimensional conducting channels.* Phys. Rev. B **61**(24), 16730 (2000). 111, 129
- [129] S. REIMANN, M. KOSKINEN und M. MANNINEN: *End states due to a spin-Peierls transition in quantum wires.* Phys. Rev. B **59**(3), 1613 (1999). 111

- [130] T. REJEC, A. RAMŠAK und J. JEFFERSON: *Spin-dependent resonances in the conduction edge of quantum wires*. Phys. Rev. B **62**(19), 12985 (2000). 111
- [131] D. SCHMELTZER, A. SAXENA, A. BISHOP und D. SMITH: *Electron transmission through a short interacting wire: 0.7 conductance anomaly*. Phys. Rev. B **71**, 045429 (2005). 111, 129
- [132] S. NUTTINCK, K. HASHIMOTO, S. MIYASHITA, T. SAKU, Y. YAMAMOTO und Y. HIRAYAMA: *Quantum Point Contacts in a Density-Tunable Two-Dimensional Electron Gas*. Jpn. J. Appl. Phys. **39**(7A), L655 (2000). 127, 128
- [133] D. REILLY, G. FACER, A. DZURAK, B. KANE, R. CLARK, P. STILES, A. HAMILTON, J. O'BRIEN, N. LUMPKIN, L. PFEIFFER und K. WEST: *Many-body spin related phenomena in ultra-low-disorder quantum wires*. Phys. Rev. B **63**, 121311 (2001). 127
- [134] K. THOMAS, J. NICHOLLS, M. PEPPER, W. TRIBE, M. SIMMONS und D. RITCHIE: *Spin properties of low-density one-dimensional wires*. Phys. Rev. B **61**(20), R13365 (2000). 127
- [135] P. ROCHE, J. SÉGALA, D. GLATTLI, J. NICHOLLS, M. PEPPER, A. GRAHAM, K. THOMAS, M. SIMMONS und D. RITCHIE: *Fano factor reduction on the 0.7 structure in a ballistic one-dimensional wire*. cond-mat/0402194 v2 (2004). 127, 128
- [136] H. BRUUS, V. CHEIANOV und K. FLENSBERG: *The anomalous 0.5 and 0.7 conductance plateaus in quantum point contacts*. Physica E **10**, 97 (2001). 127, 128
- [137] R. TSCHUSCHNER und A. WIECK: *Quantum ballistic transport in in-plane-gate transistors showing onset of a novel ferromagnetic phase transition*. Superlattices and Microstructures **20**(4), 615 (1996). 127
- [138] H. BRUUS, V. CHEIANOV und K. FLENSBERG: *A phenomenological two-subband model for quantum point contacts: the 0.7 conductance anomaly and the associated thermopower*. Proceedings of 32nd Rencontres de Moriond, 489–492 (2001). 127
- [139] E. LIEB und D. MATTIS: *Theory of Ferromagnetism and the Ordering of Electronic Energy Levels*. Phys. Rev. **125**(1), 164 (1962). 129
- [140] A. GOLD und L. CALMELS: *Valley- and spin-occupancy instability in the quasi-one-dimensional electron gas*. Phil. Mag. Lett. **74**, 33 (1996). 129
- [141] A. STARIKOV, I. YAKIMENKO und K. BERGGREN: *Scenario for the 0.7-conductance anomaly in quantum point contacts*. Phys. Rev. B **67**, 235319 (2003). 129
- [142] O. SUSHKOV: *Conductance anomalies in a one-dimensional quantum contact*. Phys. Rev. B **64**, 155319 (2001). 129

- [143] C. LIANG, M. PEPPER, M. SIMMONS, C. SMITH und D. RITCHIE: *Spin-dependent transport in a quasiballistic quantum wire*. Phys. Rev. B **61**(15), 9952 (2000). 130
- [144] T. THORNTON, M. PEPPER, H. AHMED, D. ANDREWS und G. DAVIES: *One-Dimensional Conduction in the 2D Electron Gas of a GaAs-AlGaAs Heterojunction*. Phys. Rev. Lett. **56**(11), 1198 (1986). 133
- [145] H. ZHENG, H. WEI, D. TSUI und G. WEIMANN: *Gate-controlled transport in narrow GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures*. Phys. Rev. B **34**(8), 5635 (1986). 133
- [146] A. WIECK und K. PLOOG: *In-plane-gated quantum wire transistor fabricated with directly written focused ion beams*. Appl. Phys. Lett. **56**(10), 928 (1990). 133
- [147] T. BEVER, A. WIECK, K. v. KLITZING, K. PLOOG und P. WYDER: *Point-contact spectroscopy on tunable constrictions in GaAs*. Phys. Rev. B **44**(12), 6507 (1991). 133
- [148] J. NIEDER, A. WIECK, P. GRAMBOW, H. LAGE, D. HEITMANN und K. v. KLITZING: *One-dimensional lateral-field-effect transistor with trench gate-channel insulation*. Appl. Phys. Lett. **57**(25), 2695 (1990). 133
- [149] U. WILHELM: *Präparation und elektrische Charakterisierung elektrostatisch gekoppelter Quantendotsysteme - Eine Realisierung des Anderson-Störstellenmodells*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart (2000). 133
- [150] U. WILHELM und J. WEIS: *Strongly electrostatically coupled quantum dots with separate leads*. Physica E **6**, 668 (2000). 133
- [151] M. KELLER, U. WILHELM, J. SCHMID, J. WEIS, K. v. KLITZING und K. EBERL: *Quantum dot in high magnetic fields: Correlated tunneling of electrons probes the spin configuration at the edge of the dot*. Phys. Rev. B **64**, 033302 (2001). 133
- [152] H. SCHUMACHER, U. KEYSER, U. ZEITLER, R. HAUG und K. EBERL: *Nanomachining of mesoscopic electronic devices using an atomic force microscope*. Appl. Phys. Lett. **75**(8), 1107 (1999). 133
- [153] J. REGUL, U. KEYSER, M. PAESLER, F. HOHLS, U. ZEITLER, R. HAUG, A. MALAVÉ, E. OESTERSCHULZE, D. REUTER und A. WIECK: *Fabrication of quantum point contacts by engraving GaAs/AlGaAs heterostructures with a diamond tip*. Appl. Phys. Lett. **81**(11), 2023 (2002). 133
- [154] M. WENDEL, S. KÜHN, H. LORENZ, J. KOTTHAUS und M. HOLLAND: *Nanolithography with an atomic force microscope for integrated fabrication of quantum electronic devices*. Appl. Phys. Lett. **65**(14), 1775 (1994). 133
- [155] B. KLEHN und U. KUNZE: *Nanolithography with an atomic force microscope by means of vector-scan controlled dynamic plowing*. J. Appl. Phys. **85**(7), 3897 (1999). 133

- [156] G. APETRII, S. FISCHER, U. KUNZE, D. REUTER und A. WIECK: *Influence of processing parameters on the transport properties of quantum point contacts fabricated with an atomic force microscope*. *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 735 (2002). 133
- [157] S. FISCHER, G. APETRII, S. SKABERNA, U. KUNZE, D. REUTER und A. WIECK: *Control of the confining potential in ballistic constrictions using a persistent charging effect*. *Appl. Phys. Lett.* **81**(15), 2779 (2002). 133
- [158] G. APETRII, S. FISCHER, U. KUNZE, D. SCHUH und G. ABSTREITER: *Vertical-mode dependence of coupling between an electron waveguide and reservoirs with two occupied subbands*. *Physica E* **22**, 398 (2004). 133
- [159] M. ISHII und K. MATSUMOTO: *Control of Current in 2DEG Channel by Oxide Wire Formed Using AFM*. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1329 (1995). 133
- [160] R. HELD, T. HEINZEL, P. STUDERUS, K. ENSSLIN und M. HOLLAND: *Semiconductor quantum point contact fabricated by lithography with an atomic force microscope*. *Appl. Phys. Lett.* **71**(18), 2689 (1997). 133
- [161] R. HELD, T. VANCURA, T. HEINZEL, K. ENSSLIN, M. HOLLAND und W. WEGSCHEIDER: *In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope*. *Appl. Phys. Lett.* **73**(2), 262 (1998). 133
- [162] U. KEYSER, H. SCHUMACHER, U. ZEITLER, R. HAUG und K. EBERL: *Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system*. *Appl. Phys. Lett.* **76**(4), 457 (2000). 133
- [163] M. ROGGE, C. FÜHNER, U. KEYSER, R. HAUG, M. BICHLER, G. ABSTREITER und W. WEGSCHEIDER: *Combined atomic force microscope and electron-beam lithography used for the fabrication of variable-coupling quantum dots*. *Appl. Phys. Lett.* **83**(6), 1163 (2003). 133
- [164] P. SCHMIDT, M. OKADA, K. KOSEMURA und N. YOKOYAMA: *Additivity of the Quantized Conductance of Multiple Parallel Quantum Point Contacts*. *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**(11B), L1921 (1991). 134
- [165] M. SHERWIN, R. CORLESS und J. WENDT: *Submicron, footprint, air bridges defined by electron beam lithography*. *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**(2), 339 (1993). 134
- [166] M. SHERWIN, J. SIMMONS, T. EILES, N. HARFF und J. KLEM: *Parallel quantum point contacts fabricated with independently biased gates and a submicrometer airbridge post*. *Appl. Phys. Lett.* **65**(18), 2326 (1994). 134, 136
- [167] Y. FENG, A. SACHRAJDA, P. ZAWADZKI, S. KOLIND, M. BUCHANAN, J. SMET, J. LAPOINTE und P. MARSHALL: *Fabrication of tunable antidot structures with submicron airbridges*. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**(6), 3231 (1999). 134

- [168] K. NAKAMURA, D. TSUI, F. NIHEY, H. TOYOSHIMA und T. ITOH: *Electron focusing with multiparallel one-dimensional channels made by focused ion beam*. Appl. Phys. Lett. **56**(4) (1990). [134](#)
- [169] R. TAYLOR, J. ADAMS, M. DAVIES, P. MARSHALL und R. BARBER: *Fabrication of nanostructures with multilevel architecture*. J. Vac. Sci. Technol. B **11**(3), 628 (1993). [134](#)
- [170] H. KRIEGELSTEIN: *Untersuchungen zur Hochfrequenzankopplung an ballistischen Quantenpunktkontakten in Halbleiter-Heterostrukturen*. Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1996). [134](#), [137](#)
- [171] M. VOGEL: *AC und DC Transporteigenschaften von Quantenpunktkontakten*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1997). [134](#), [135](#), [136](#), [137](#), [138](#)
- [172] A. HAUBRICH, D. WHARAM, H. KRIEGELSTEIN, S. MANUS, A. LORKE, J. KOTTHAUS und A. GOSSARD: *Parallel quantum-point-contacts as high-frequency-mixers*. Appl. Phys. Lett. **70**(24), 3251 (1997). [134](#)
- [173] A. HOLLEITNER, C. DECKER, H. QIN, K. EBERL und R. BLICK: *Coherent Coupling of Two Quantum Dots Embedded in an Aharonov-Bohm Interferometer*. Phys. Rev. Lett. **87**(25), 256802 (2001). [134](#), [136](#)
- [174] A. HOLLEITNER, R. BLICK und K. EBERL: *Fabrication of coupled quantum dots for multiport access*. Appl. Phys. Lett. **82**(12), 1887 (2003). [134](#), [136](#), [137](#)
- [175] S. FENG und Q. HU: *Far-infrared photon-assisted transport through quantum point-contact devices*. Phys. Rev. B **48**(8), 5354 (1993). [134](#)
- [176] L. FEDICHKIN, V. RYZHII und V. V'YURKOV: *The photovoltaic effect in non-uniform quantum wires*. J. Phys.: Condens. Matter **5**(33), 6091 (1993). [134](#)
- [177] K. EARLY, D. TENNANT, D. JEON, P. MULGREW, A. MACDOWELL und O. WOOD II: *Characterization of AZ PN114 resist for high resolution using electron-beam and soft-x-ray projection lithographies*. J. Vac. Sci. Technol. B **10**(6), 2600 (1992). [134](#)
- [178] J. FUJITA, Y. OHNISHI, Y. OCHIAI und S. MATSUI: *Ultrahigh resolution of calixarene negative resist in electron beam lithography*. Appl. Phys. Lett. **68**(9), 1297 (1996). [135](#), [136](#)
- [179] A. TILKE, M. VOGEL, F. SIMMEL, A. KRIELE, R. BLICK, H. LORENZ, D. WHARAM und J. KOTTHAUS: *Low-energy electron-beam lithography using calixarene*. J. Vac. Sci. Technol. B **17**(4), 1594 (1999). [135](#), [136](#), [137](#)
- [180] K. HAMILTON: *Synthesis, Characterization, and Application of Water-Soluble Chiral Calix[4]arene Derivatives in Spectroscopy and Capillary Electrokinetic Chromatography*. PhD thesis, Louisiana State University (2003). [135](#)

- [181] D. SHIN, T. KIM, D. SONG und J. CHOI: *Sensor for organic receptor; new calixarene derivatives containing sulfur ligands*. Poster paper „Biosensors 2004“ (2004). 135
- [182] A. RUDERISCH: *Synthese von Calixaren- und Resocinarendervaten und deren Anwendung in Chromatographie und Nanotechnologie*. Doktorarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen (2003). 135
- [183] A. BAEYER: *Ueber die Verbindungen der Aldehyde mit den Phenolen*. Ber. Dtsch. Chem. Ges. **5**, 25 (1872). 135
- [184] H. ERDTMANN, S. HÖGBERG, S. ABRAHAMSSON und B. NILSSON: *Cyclooligomeric phenol-aldehyde condensation products I*. Tetrahedron Lett. **9**(14), 1679 (1968). 135
- [185] R. COMPAÑÓ, L. MOLENKAMP und D. PAUL (Hg.): *Technology Roadmap for Nanoelectronics*, European Commission Microelectronics Advanced Research Initiative (1999). 136
- [186] T. SAKAMOTO, H. KAWAURA, T. BABA, J. FUJITA und Y. OCHIAI: *Fabrication of 30 nm gate length electrically variable shallow-junction metal-oxide-semiconductor field-effect transistors using a calixarene resist*. J. Vac. Sci. Technol. B **15**(6), 2806 (1997). 136
- [187] J. SONE, J. FUJITA, Y. OCHIAI, S. MANAKO, S. MATSUI, E. NOMURA, T. BABA, H. KAWAURA, T. SAKAMOTO, C. CHEN, Y. NAKAMURA und J. TSAI: *Nanofabrication toward sub-10 nm and its application to novel nanodevices*. Nanotechnology **10**, 135 (1999). 136
- [188] H. KAWAURA, T. SAKAMOTO und T. BABA: *Silicon nano-scale devices*. FED Journal **11**(Supplement), 8 (2000). 136
- [189] J. KEDZIERSKI, P. XUAN, V. SUBRAMANIAN, J. BOKOR, T. KING und C. HU: *A 20 nm gate-length ultra-thin body p-MOSFET with silicide source/drain*. Superlattices and Microstructures **28**(5/6), 445 (2000). 136
- [190] A. TILKE, L. PESCHINI, R. BLICK, H. LORENZ und J. KOTTHAUS: *Single-electron tunneling in silicon nanostructures*. Appl. Phys. A **71**, 357 (2000). 136
- [191] F. PRINS, J. PFEIFFER, S. RAIBLE, D. KERN und V. SCHURIG: *Systematic studies of functionalized calixarenes as negative tone electron beam resist*. Microelectronic Engineering **41–42**, 359 (1998). 136
- [192] N. TANAKA und T. ISHIKAWA: *Energy dependence and depth distribution of electron beam-induced damage in GaAs/AlGaAs heterostructures*. J. Electron. Mater. **23**(3), 341 (1994). 136
- [193] J. DAVIES: *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction*. Cambridge University Press (1998). 189

- [194] G. SNIDER: *1D Poisson/Schrödinger User's Manual - A Band Diagram Calculator*.
Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame (1990). 191