

Transportuntersuchungen
an vertikal- und lateral-gekoppelten
niederdimensionalen Elektronensystemen

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von

Stefan Lang
geboren in Würzburg

Würzburg 2009

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

30. März 2009

1. Gutachter: PD Dr. Lukas Worschech
2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts
der Dissertation.

1. Prüfer: PD Dr. Lukas Worschech
2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts
3. Prüfer: Prof. Dr. Haye Hinrichsen

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums:

20. August 2009

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Publikationsliste	iii
Zusammenfassung	1
Abstract	4
1 Einleitung	6
2 Theoretische Grundlagen	10
2.1 Niederdimensionale Leiter	10
2.1.1 Niederdimensionale Elektronensysteme	10
2.1.2 Quantenkohärenter Transport	12
2.2 Transmission von Elektronen in Y-Schaltern	15
2.2.1 Leitwert und Selbstinduziertes Schalten	15
2.2.2 Quantenkapazität	18
2.2.3 Dynamisches Schalten in Multi-Terminal-Strukturen	20
2.3 Coulomb-Blockade	22
2.4 Magnetotransport in niederdimensionalen Systemen	27
2.4.1 1D Quantendrähte unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes	27
2.4.2 Schwache Lokalisierung und Randstreuung im Magnetfeld	29
2.4.3 Magnetfeldsensoren und ihre Auflösungsgrenzen	31
3 Superlineare Verschiebung der Schwellspannung in monolithischen Y-Schaltern	34
4 Transport in monolithischen 4-Terminal Strukturen	44
4.1 Künstliche Atome in X-Schaltern	45
4.1.1 Coulomb-Blockade in engen Verzweigungen	45
4.1.2 Negativer Differentieller Leitwert	49
4.2 Bistabiles Selbst-Schalten in X-Schaltern	53

5	Elektronisch gekoppelte zweidimensionale Elektronengase	59
5.1	Probenherstellung mittels Aluminium- selektivem Ätzen	60
5.2	Schalten in gekoppelten Elektronengasen	65
5.3	Y-Transistoren auf der Basis gekoppelter Elektronengase	75
6	Magnetfeldasymmetrie in Quantendrähten mit asymmetrischer Gatekopp- lung	79
A	Danksagung	90
B	Ehrenwörtliche Erklärung	92
C	Curriculum Vitae	93
	Literaturverzeichnis	94

Publikationsliste

Im Rahmen der Promotion wurden bereits veröffentlicht bzw. zur Veröffentlichung eingereicht:

- D. Hartmann, L. Worschech, S. Lang, and A. Forchel, "Inverted and non-inverted hysteretic switching in GaAs/AlGaAs-based electron Y-branch switches" *Electron. Lett.* **41**, 1083 (2005)
- D. Hartmann, L. Worschech, S. Lang, and A. Forchel, "Shunt quantum capacitance induced source switching in an electron Y-branch switch" *Phys. Rev. B* **75**, 121302 (2007)
- S. Lang, L. Worschech, M. Emmerling, M. Strauß, S. Höfling, and A. Forchel, "Selective etching of independent contacts in a double quantum-well structure: Quantum-gate transistor" *Appl. Phys. Lett.* **92**, 062101 (2008)
- L. Worschech, D. Hartmann, S. Lang, D. Spanheimer, C. R. Müller, und A. Forchel, "Nonlinear transport properties of electron Y-branch switches", *Adv. Solid State Phys.* **48**, 305-316 (2008).

- C. R. Müller, L. Worschech, S. Lang, M. Stopa, und A. Forchel, "Quantized rectification in a quantum dot nanojunction", zur Veröffentlichung eingereicht bei *Phys. Rev. B*

 - S. Lang, L. Worschech, C. R. Müller und A. Forchel, "Role of quantum capacitance and geometrical capacitance in the switching of nanoelectronic junctions", zur Veröffentlichung eingereicht bei *Phys. Rev. B*.
-

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit bilden Transportuntersuchungen an niederdimensionalen Leiterbahnen, die in modulationsdotierten $GaAs/AlGaAs$ Heterostrukturen durch lithographische Verfahren definiert wurden. Ziel war es, durch spezielle Geometrien in lateral vernetzten Leiterbahnen, wie Y-, X-förmigen Verzweigungen, aber auch in vertikal gekoppelten, niederdimensionalen Elektronengasen, Transporteigenschaften wie Selbstschalteffekte, Coulomb-Blockade oder Magnetoasymmetrien im nicht-linearen mesoskopischen Transport zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher eine Vielzahl von Transportuntersuchungen an nanoelektronischen Bauelementen in Abhängigkeit der Gatespannungen, der Temperatur und des Magnetfelds durchgeführt. Den Ausgangspunkt bildeten hierbei hochbewegliche, zweidimensionale Elektronengase, die etwa 80 nm unter der Probenoberfläche liegen. Mittels Elektronenstrahlolithographie und nass- sowie trockenchemischen Ätztechniken wurden diese lateral strukturiert. Die Transportuntersuchungen wurden im Temperaturbereich von 4.2 K bis Raumtemperatur durchgeführt.

Superlineare Verschiebung der Schwellspannung in Y-Schaltern

An Y-Schaltern konnte eine nichtlineare Verschiebung der Schwellspannung beobachtet werden. In einem Y-Schalter spaltet sich ein Stammwellenleiter über einen Verzweigungspunkt Y-förmig in zwei Astwellenleiter auf, so dass prinzipiell mehrere Maxima im Leitungsband existieren. Daher wurde ein Modell entwickelt, das die Dynamik der Leitungsbandmaxima im elektrischen Feld beschreibt. Dieses beinhaltet sowohl die geometrischen Kapazitäten als auch die Quantenkapazitäten des Y-Schalters. Zudem konnte gezeigt werden, dass lokalisierte Ladungen zur Beschreibung des Schaltens notwendig sind. Die Verschiebung der Schwellspannungen kann hierbei sehr gut durch das Zusammenspiel der klassischen und der Quantenkapazitäten beschrieben werden, wobei sich herausstellt, dass die Quantenkapazitäten des Systems einen dominierenden Einfluss auf das Schaltverhalten nehmen.

Coulomb-Blockade und Bistabilität in X-Schaltern

Für X-förmige Verzweigungen wird gezeigt, dass für ausgewählte Spannungsbereiche an den vier lateralen Kontrollgates der Transport durch den X-Schalter entwe-

der geblockt oder erlaubt ist. Dies wurde auf die Ausbildung eines Quantenpunkts im Zentrum des X-Schalters zurückgeführt. Es liegt also Coulomb-Blockade vor und der Elektronentransport durch die Struktur kann mittels eines Stabilitätsdiagramms analysiert werden. Es zeigt sich, dass die zentrale Elektroneninsel einen Durchmesser von etwa 20 nm hat und eine Ladeenergie von $E_C = 15$ meV besitzt. Weiterhin konnten Transportbereiche aufgezeigt werden, welche einen negativen differentiellen Leitwert basierend auf einer dynamischen Kapazität aufweisen. Außerdem konnte in größeren Verzweigungen bistabiles Schalten aufgrund von Selbstschalten nachgewiesen werden. Es ist hierbei sowohl invertierendes als auch nicht-invertierendes Schalten zu beobachten.

Gekoppelte zweidimensionale Elektronengase

Es wurden Quantendrahttransistoren auf der Basis von wenigen Nanometer übereinander liegenden, vertikal gekoppelten Elektronengasen realisiert. Die Herstellung der Strukturen stellt hierbei besondere Herausforderungen an die Prozessierungstechniken. So mussten Barrieren unterschiedlicher *Al*-Konzentrationen während des Wachstums mittels Molekularstrahlepitaxie eingebracht werden, um einen *Al*-selektiven Ätzprozess anwenden zu können. Die beiden Elektronengase sind nach dem Wachstum lediglich durch eine 7 nm dicke *AlGaAs*-Barriere voneinander getrennt. Um die beiden Elektronengase getrennt voneinander zu kontaktieren war es anschließend notwendig, ein spezielles Ätzverfahren anzuwenden. Es zeigte sich, dass eines der 2DEGs aufgrund des extrem geringen Abstands als hocheffektives Gate für das andere 2DEG dienen kann, wobei für die untersuchten Strukturen eine Gateeffektivität nahe eins, das heißt ein ideales Schalten, beschrieben wird. In Strukturen geringerer Dotierkonzentration wird anschließend hocheffektives Schalten bis zu einer Temperatur von 250 K demonstriert. Basierend auf derartigen vertikal gekoppelten Elektronengasen wurden außerdem trocken geätzte Y-Transistoren hergestellt. Es kann bistabiles Schalten nachgewiesen werden, wobei analog zu den X-Strukturen ein Ast als Gate dient. Die Hysterese des bistabilen Schaltens kann dabei so klein eingestellt werden, dass rauschaktiviertes Schalten zwischen den beiden Ausgangszuständen des Systems zu beobachten ist. Es zeigt sich, dass das Schalten in solchen Strukturen mit einer Aktivierungsenergie von lediglich $0.4 \cdot kT$ erfolgt. Somit ist dieser Wert kleiner als das thermische Limit für stabiles Schalten in klassischen Bauelementen.

Magnetfeldasymmetrie in Quantendrähten mit asymmetrischer Gatekopplung

Der 2-Terminal-Leitwert eines Quantendrahts bei Magnetfeldumkehr zeigt Asymmetrien, welche stark sowohl von den Spannungen an den Gates abhängen. Der Strom durch den Quantendraht kann einerseits mittels eines lateralen Gates und außerdem durch ein auf der Oberfläche liegendes vertikales Metallgate gesteuert werden. Hierbei

wurde der Kanal einerseits durch Verarmung des 2DEGs über ein Metallgate definiert. Andererseits wurde auf der gegenüberliegenden Seite eine Potentialbarriere durch den Ätzgraben aufgebaut. Es stellte sich heraus, dass die gemessenen Asymmetrien auf den Wechsel zwischen elastischer Streuung der Kanalelektronen an der elektrostatischen Begrenzung und inelastischer Streuung an der geätzten Grenzfläche zurückzuführen sind. Für hohe Vorwärtsspannungen zeigt sich, dass der asymmetrische Anteil der dominierende Term im Leitwert ist. Dies erlaubt es, die vorliegende Struktur als Magnetfeldsensor, mit einer Sensitivität von $3.4 \frac{\text{mV}}{\text{T}}$ zu verwenden.

Als Ausblick für die Zukunft kann festgestellt werden, dass komplex geformte Leiterbahnen durch die Ausnutzung von Effekten wie Coulomb-Blockade und Selbstschalten ein großes Potential für zukünftige Schaltkreise besitzen. Da Schaltenergien durch das Ausnutzen von Systemrauschen kleiner als das thermische Limit auftreten soll es ein Ziel für die Zukunft sein, Neuron ähnliche Schaltkreise auf der Basis von verzweigten Schaltern zu realisieren.

Abstract

This thesis reports on transport investigations performed with semiconductor nanostructures carrying low-dimensional, highly mobile electron gases. These structures are based on modulation doped *GaAs/AlGaAs* layers. Lithographic techniques were subsequently applied to define narrow channels with different geometries. In this way, laterally as well as vertically coupled conductors like Y- and X-structures were realized. Transport properties like self-gating, Coulomb-blockade or magneto-asymmetries in the non-linear transport regime were observed. To reveal the device's functionalities in detail, in the framework of this work, several different transport measurements were conducted for variations of the lateral and vertical electric fields, the temperature and the magnetic field strength. The investigations were performed in a temperature range from 4.2 K up to room temperature.

Non-linear threshold voltage shifts in an electron Y-branch switch

We have studied the threshold characteristics and gate efficiencies of electron Y-branch switches controlled by in-plane gates. The threshold voltage was found to shift in a nonlinear manner for a certain regime of inplane electric fields controlled by the voltage difference between the gates along the junction. This result is interpreted in terms of local conduction band maxima in the stem and the branches. To explain the non-linear threshold we propose a model based on coupled quantum capacitances and geometrical capacitances including charges localized in the Y-branch. Also the switching efficiencies, which are measures of how much of a change in the electrochemical potential of the gate is transferred into a change of the conduction band maximum, in the switch depend on the gate voltages. The switching efficiency is larger for those parts of the Y-branch with the smallest quantum capacitance. Network-calculations enabled us to determine the relevant system-parameters.

Coulomb-blockade and bistability in X-structures

We demonstrated charge transport to be blocked for certain voltage regimes applied to four laterally coupled sidegates of an X-structure. This is related to the formation of an electron island, a quantum dot, in the branching section of the device. Therefore, diamond patterns associated with Coulomb-blockade were observed in transport

spectroscopy and the electron transport across the structure was analyzed by means of a stability diagram. It was found that the central electron island has a diameter of about 20 nm with a charging energy of $E_C = 15$ meV. Furthermore we identified transport regimes showing a negative differential conductance. This was interpreted in terms of a dynamic capacitance between the island and the respective drain contact. Moreover bistable switching was demonstrated as a result of self-gating. Inverting as well as non-inverting switching in the self-gating regime is also realized.

Coupled two dimensional electron gases

Double GaAs quantum wells embedded between modulation-doped *AlGaAs* barriers with different Al contents were grown by molecular beam epitaxy. Independent electric contacts to each well were realized by applying different etching techniques. Particularly, the lower quantum well was electrically pinched off by an undercut of the lower *AlGaAs* barrier exploiting an Al-selective etching process. In contrast, the upper quantum well was locally depleted by top etched trenches. Transistor operation of quantum wires defined in such bilayers is demonstrated at room temperature with one *GaAs* layer used as conducting channel controlled by the other nearby layer as efficient quantum gate. Furthermore, in devices exploiting a low doping concentration, highly effective gating with gate leverage factors near unity is realized up to $T=250$ K. Finally, bistable switching operation is observed for structures exploiting a floating gate. Provided this floating gate becomes charged, it is demonstrated that the threshold voltage of the waveguide increases drastically.

Magnetic-field induced asymmetries in quantum wires with asymmetric gate coupling

The two-terminal conductance of *GaAs/AlGaAs* quantum wires was studied in the non-linear regime. The quantum wires were coupled asymmetrically to a metal gate and investigated for a magnetic field perpendicular to the sample surface. A sidegate was defined by wet chemical etching of a deep trench. Adjacent to this trench a narrow metal top gate was deposited on the sample's surface. Therefore, the channel was on the one hand defined by local depletion of the *2DEG* by means of a negative topgate voltage. On the other hand, the etched trench leads to a potential barrier serving also as sidewall. It was found that the conductance of the quantum wire shows pronounced asymmetries when the magnetic field is reversed. These asymmetries are related to different scattering mechanisms, i.e. specular scattering of the channel electrons at the sidewall caused by an electrostatic confinement and backscattering at the boundary due to the etched trench. The asymmetric conductance was identified to increase significantly with the bias voltage. This probably allows the application of such structures as magnetic field sensors with a sensitivity of 3.4 mV/T.

Kapitel 1

Einleitung

Die bahnbrechenden Erfolge der Mikroelektronik basieren auf der Silizium Technologie. Silizium kann heutzutage in extremer Reinheit hergestellt und strukturiert werden und es ist aktuell möglich, weltweit pro Jahr größere Stückzahlen von Transistoren herzustellen als Reiskörner geerntet werden [1]. Dabei war es in der Entstehungsgeschichte der Transistoren bei weitem nicht von Anfang an klar, dass Silizium das am besten geeignete Element ist. Ausschlaggebend war schließlich die Planartechnik, also die Möglichkeit, Bauelemente in einer Ebene zu realisieren. Das heißt, dass Transistoren und Widerstände in Silizium planar hergestellt werden und über mehrstufige Leiterbahnen miteinander verbunden werden konnten. Dabei ist es für klassische Architekturen essentiell, dass die Transistoren voneinander unabhängig sind und keine Wechselwirkung zwischen diesen Basisschaltern existieren [2]. Es existieren aber seit einiger Zeit Konzepte, um lokal Transistoren zu logischen Einheiten zu verbinden und somit eine Erhöhung der Funktionalität zu erreichen [3, 4]. Dies ist insbesondere für nanoelektronische Schaltungen von Interesse, da aufgrund der niedrigen Elektronenkonzentration elektrische Felder, die von benachbarten geladenen Leiterbahnen herrühren, bei weitem nicht so effizient abgeschirmt werden können wie in metallischen Leitern, in denen die Abschirmlänge atomare Abstände besitzt [5].

Die planare CMOS-Technologie hat die Elektroindustrie in den letzten Dekaden maßgeblich bestimmt. Moores-Gesetz sagte dabei die rasante und vorhersehbare Miniaturisierung der Bauelemente voraus [6], die es der Halbleiterindustrie ermöglichte mit jeder Technologiegeneration neue Produkte mit erweiterten Funktionen bei gleichzeitig sinkenden Preisen zu realisieren. Die voranschreitende Verkleinerung verlangt jedoch nach neuartigen Bauelement-Architekturen, da hier die Limitierungen durch physikalische, ökonomische und materialspezifische Gesetzmäßigkeiten zunehmend an Bedeutung gewinnen [7]. Die Anforderung, komplexe elektronische Verarbeitungssysteme zu realisieren, welche Informationen schnell und global verfügbar machen, steigert

dabei die Nachfrage nach schnellen, zuverlässigen und preiswerten Bauelementen auf Halbleiterbasis mit geringem Leistungsverbrauch[8]. Um die hierzu notwendige Entwicklung integrierter elektronischer Schaltungen weiterzuführen, sind Fortschritte auf allen Ebenen, vom einzelnen Element bis hin zum Netzentwurf, notwendig [9, 10]. Mit konventionellen Konzepten werden die zukünftigen Engpässe nicht zu bewältigen sein. Es sind hierbei insbesondere die Begrenzung der Schaltgeschwindigkeiten zukünftiger Prozessoren durch lange Verbindungsleitungen sowie die Wärmeabfuhr von einer immer größer werdenden Anzahl von Transistoren auf immer kleinerer Fläche zu nennen.

Die Realisierung der fundamentalen Funktion eines Transistors als elektronischer Schalter ist in planaren Transistoren mit voranschreitender Miniaturisierung zunehmend komplex, da der ON-Strom bei Verringerung der Bauelement-Dimensionen abnimmt. Des Weiteren nimmt der Off-Strom zu, was die Funktionalität beeinträchtigt. Von besonderem Interesse sind somit beispielsweise lithographieunabhängige Skalierungsmöglichkeiten, wie etwa vertikale Transistoren. Ein neuartiges Konzept ist etwa der Multi-Gate-Transistor [11], bei dem das Gate den Leitungskanal des Transistors umschließt, wodurch die dritte Dimension genutzt wird. Hierdurch ist eine effektivere Kontrolle des Schaltverhaltens möglich [12]. Solche neuartigen Strukturen weisen einen deutlich kleineren Off-Strom, sowie einen höheren Stromfluss im ON-Zustand auf [13]. Außerdem ist der Energiebedarf zu Schalten um etwa 50% reduziert. Dringt die Halbleitertechnologie in den Bereich der Nanotechnologie vor, so können einzelne Transistorelemente aus dünnen Schichten von nur noch wenigen Atomlagen bestehen.

Vormals flache Transistoren lassen sich in diesem Bereich dreidimensional aufbauen, um so eine höhere Performance bei geringerem Stromverbrauch zu erzielen [14]. So konnte Infineon weltweit als erstes die Funktion von Transistoren mit dreidimensional geformter Gate-Elektrode und gleichzeitig integrierten Gate-Dielektrikum (HfSiON) und Metall-Elektrode in hoch-komplexen digitalen Schaltkreisen demonstrieren [15, 16, 17]. Dieses Bauelement erzielte dabei Bestwerte in den Bereichen Schaltgeschwindigkeit, Ruhestrom und Schalteffizienz. Einen weiteren dreidimensionalen Ansatz lieferte Toshiba für NAND-Flash-Speicher, in denen durch die dreidimensionale Anordnung der Speicherzellen übereinander die Speicherkapazitäten deutlich erhöht werden konnten [18, 19, 20]. Diese Struktur basiert auf Säulen von gestapelten Speicherelementen, die sich vertikal durch mehrere gestapelte Lagen von Elektrodenmaterial ziehen und gemeinsame Schaltstrukturen nutzen [21]. Durch das so genannte 'Chip-Stacking' war es IBM möglich, einzelne Chip Komponenten übereinander anzuordnen und mittels vertikaler 'Through Silicon Vias' - geätzte und mit leitendem Material gefüllte Löcher im Si-Wafer - durchzukontaktieren. Hierdurch wurde eine Verringerung der Bauteilgröße bei gleichzeitig erhöhter Leistungsfähigkeit erzielt [22, 23].

Es besteht daher die berechtigte Frage, ob nanoelektronische Transporteigenschaften, wie z.B. das Selbstschalten durch einen internen Rückkopplungsmechanismen in vertikal und lateral verschalteten Leiterbahnen auftreten können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb verschiedenartige nanoelektronische Konzepte bezüglich ihrer lateralen und vertikalen Funktion erforscht. Die ersten beiden experimentellen Kapitel befassen sich zunächst mit lateral strukturierten Bauelementen, wobei insbesondere komplex geformte Leitungen untersucht werden. Nanoelektronische Bauelemente mit komplex geformten Kanälen waren bereits in den letzten Jahren Gegenstand intensiver Forschung [24]. Von großem Interesse sind hierbei Y-förmige Wellenleiterstrukturen, da diese stabile ballistische Effekte selbst bei Raumtemperatur und im nichtlinearen Transportbereich zeigen. Ausgehend von diesem Prinzip konnte eine große Anzahl von logischen Gattern und Schaltkreisen realisiert werden, bei denen die Miniaturisierung nicht mit einer Zunahme der Leistungsaufnahme einhergeht [25, 26]. Außerdem wurden derartige Bauelemente auf diversen Materialsystemen realisiert und untersucht [27, 28]. Anschließend wird ein Konzept für die vertikale Integration von Strukturen vorgestellt. An Transistoren basierend auf vertikal gekoppelten Elektronengasen konnte beispielsweise kürzlich eine komplementäre Speicherfunktionalität bei einer um die Hälfte verringerten Transistorzahl realisiert werden [29]. Zum Abschluss wird eine Möglichkeit der Kombination von vertikaler und lateraler Realisierung von Transistorstrukturen vorgestellt. Die Arbeit befasst sich hierbei mit Transportuntersuchungen an niederdimensionalen Nanostrukturen basierend auf einem zweidimensionalen Elektronengas. Dieses entsteht in einem modulationsdotierten $GaAs/AlGaAs$ Heteroübergang, welcher typischerweise einige zehn Nanometer unter der Probenoberfläche liegt. Das Hauptaugenmerk lag hierbei auf gate-kontrollierten Schalteigenschaften. Im Einzelnen untergliedert sich die Arbeit dabei in folgende Teilbereiche:

- In Kapitel 2 werden zunächst die für das Verständnis der experimentellen Arbeiten notwendigen theoretischen Grundlagen kurz vorgestellt. Es werden dabei verschiedene Transportbereiche unterschieden, welche sich anhand unterschiedlicher charakteristischer Längenskalen definieren lassen. Anschließend werden in niederdimensionalen Systemen auftretende Interferenzeffekte erläutert, welche auf der Betrachtung der Leitungselektronen als Wellenpakete beruhen. Im Folgenden wird auf den Transport in 3-Terminal-Strukturen näher eingegangen, wobei insbesondere die Wirkung von seitlich, d.h. planar an den Kanal gekoppelten Gates auf Quantendrähte und Verzweigungen im Vordergrund steht. Deren Güte wird dabei durch die Gateeffektivität bestimmt. Weiterhin wird die Dynamik des Schaltprozesses vorgestellt, welche zu bistabilem Schalten führen kann. Außerdem werden Einzelelektroneneffekte, welche auf dem Prinzip der Coulomb-Blockade beruhen, erläutert. Daraufhin wird auf Besonderheiten
-

des Ladungstransports in Magnetfeldern eingegangen, wobei insbesondere der Transport in eindimensionalen Systemen Beachtung findet. Abschließend werden noch Konzepte für Magnetfeldsensoren sowie deren Auflösungsgrenzen vorgestellt.

- In den darauf folgenden Kapiteln werden die experimentellen Ergebnisse der Arbeit vorgestellt. Zu Beginn wird in Kapitel 3 das Schalten eines Y-Transistors analysiert, der mittels vier getrennt ansteuerbarer Sidegates kontrolliert werden kann. Die unterschiedliche Lage der Sidegates bezüglich des Source-Drain-Wellenleiters erlaubt es, die Schaltcharakteristika in Abhängigkeit der Steuergates zu analysieren. Hierbei wird gezeigt, dass das Schalten durch ein Zusammenspiel von klassischen Kapazitäten und von Quanteneffekten theoretisch beschrieben werden kann.
 - In Kapitel 4 wird das Transportverhalten von 4-Terminal-Strukturen analysiert. Es zeigt sich, dass die Multifunktionalität der Strukturen ausgenutzt werden kann, um Quantenpunkte zu realisieren. Hierzu ist es lediglich notwendig, die Ausdehnungen der Strukturen, insbesondere die Kanalweiten, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, hinreichend klein zu gestalten. Für größere Abmessungen der Bauteile kann durch eine dynamische Gatewirkung Bistabilität in derartigen Strukturen mit multiplen Eingängen nachgewiesen werden (Abschnitt 4.2).
 - In Kapitel 5 werden vertikal gekoppelte Elektronengase vorgestellt, welche lediglich durch eine dünne, 7 nm dicke Barriere voneinander getrennt sind. Zunächst werden das Wachstum der Strukturen und anschließend die Bauteilprozessierung erläutert. Je nach Ausführung der Bauelemente kann beispielsweise ideales Schalten mit Gateeffektivitäten nahe eins oder bistabiles Schalten demonstriert werden. Trockenchemisch geätzte Y-Transistoren auf der Basis von gekoppelten Elektronengasen erlauben abschließend bistabiles Schalten selbst für sehr geringe Vorwärtsspannungen.
 - Das letzte experimentelle Kapitel 6 beschäftigt sich mit Magnetfeld-Asymmetrien im nichtlinearen Transportbereich. Die spezielle Ausführung der Strukturen mit einer asymmetrischen Gatekopplung erlaubt es, Asymmetrien im Leitwert durch das gezielte Umschalten zwischen elastischer und inelastischer Randstreuung zu erklären. Der Grad der lokalen Rückstreuung der Kanalelektronen lässt sich durch die Gates sehr gut steuern und erlaubt die Anwendung der Strukturen als Magnetfeldsensor.
-

Kapitel 2

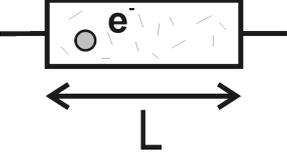
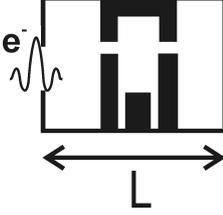
Theoretische Grundlagen

2.1 Niederdimensionale Leiter

Einleitend sollen in diesem Kapitel die Grundlagen des mesoskopischen Transports vorgestellt werden, welche zum Verständnis der im weiteren Verlauf folgenden Ausführungen erforderlich sind. Zunächst wird in Abschnitt 2.1.1 kurz auf die Frage eingegangen, welche Größen den mesoskopischen Transportbereich auszeichnen. In Abschnitt 2.1.2 werden anschließend Quanteninterferenzeffekte vorgestellt. In Abschnitt 2.2 wird der Transport dann auf 3-Terminal Systeme erweitert, sowie eine zusätzliche Kapazitätsart in niederdimensionalen Leitern, die Quantenkapazität, eingeführt (Abschnitt 2.2.2). Das Auftreten der Coulomb-Blockade ist anschließend Thema in Kapitel 2.3. Hier wird auch auf die Grundlagen der auftretenden, charakteristischen Stabilitätsdiagramme eingegangen. Den Abschluss bildet schließlich die Betrachtung eindimensionaler Systeme unter dem Einfluss von externen Magnetfeldern (Abschnitt 2.4.1), die Aufhebung der Schwachen Lokalisierung (Abschnitt 2.4.2) sowie die mögliche Anwendung entsprechender Bauteile als Magnetfeldsensoren (Abschnitt 2.4.3).

2.1.1 Niederdimensionale Elektronensysteme

Zunächst soll die Frage beantwortet werden, welche Eigenschaften das mesoskopische Transportregime charakterisieren. Ein Kriterium kann es beispielsweise sein, dass die Bauteilabmessungen kleiner als die mittlere freie Elektronenweglänge l_e sind, welche Werte von bis zu $l_e = 160 \mu\text{m}$ annehmen kann [30]. Eine weitere Längenskala ist die de-Broglie Wellenlänge der stromtragenden Elektronen, welche für tiefe Temperaturen diejenigen nahe der Fermikante sind. Sie ist durch $\lambda_F = h/\sqrt{2m^*E_F}$ gegeben, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und m^* die effektive Elektronenmasse sind. Dringen die Bauteilabmessungen in die Dimension von λ_F vor, so tritt der Wellencharakter der Elektronen in den Vordergrund und es treten Quanteneffekte auf. Findet eine derar-

	
$L \gg l_e$ diffus	$L \leq l_e$ ballistisch
$L \gg l_\phi$ inkohärent	$L \leq l_\phi$ phasenkohärent
$L \gg \lambda_F$ keine Quantisierung	$L \leq \lambda_F$ Quantisierung

Tab. 2.1: Übersicht über die verschiedenen Transportbereiche

tige Quantisierung in einer Raumrichtung statt, ist das Elektronensystem auf zwei Dimensionen beschränkt und man spricht von einem Quantenfilm. Die Einschnürung in einer weiteren Dimension erlaubt die Elektronenbewegung in lediglich eine Richtung und man bezeichnet das entstehende System als Quantendraht (QW). Die Tabelle gibt einen Überblick über die relevanten Größenskalen für konventionelle und mesoskopische Bauteile [31, 32, 33]. In der linken Spalte ist zusammengefasst, welche Größen ein klassisches Bauteil, wie beispielsweise einen Widerstand, kennzeichnen. Elektronen können als stark lokalisierte Wellenpakete, welche sich mit der Driftgeschwindigkeit v_D durch das Bauteil bewegen, beschrieben werden. Demgegenüber sind in der rechten Spalte die Bedingungen für den mesoskopischen Transportbereich aufgeführt. Die Grafik zeigt ein Bauteil welches frei von jeglichen Streuzentren, abgesehen von den künstlich definierten nicht-leitfähigen schwarz dargestellten Bereichen, ist. Der Transport durch die Struktur findet hier ballistisch statt [34, 35, 36, 37]. Im Falle von kohärentem Transport sind außerdem Interferenzeffekte zu beobachten [38, 39, 40, 41].

Kontrollierte Epitaxie atomar scharfer Halbleiterheterostrukturen erlaubt es, Elektronen in quasi-zweidimensionalen Quantentopfstrukturen einzusperren. Ein derartiges zweidimensionales Elektronengas (2DEG) lässt sich in mesoskopischen Leitern durch eine *GaAs/AlGaAs* Heterostruktur realisieren, in welcher sich eine zweidimensionale, leitfähige Schicht am Übergang der beiden Verbindungshalbleiter ausbildet [42, 43, 44].

Ein solches 2DEG zeichnet sich durch hohe Elektronenbeweglichkeiten aus und es findet ballistischer Transport über mehrere $10 \mu\text{m}$ statt [30]. Technisch kann ein 2DEG realisiert werden, indem ein n-dotierter Halbleiter mit großer Bandlücke (hier: *AlGaAs*) mit einem undotierten Halbleiter kleinerer Bandlücke (hier: *GaAs*) in Kontakt gebracht wird. Aufgrund der höheren Fermienergie in dem Material großer Bandlücke

diffundieren Elektronen vom $n - AlGaAs$ ins $GaAs$ und hinterlassen positiv geladene Donatoren. Diese Raumladung bedingt ein elektrostatisches Potential, welches die in Abb. 2.1 (b) gezeigte Bandverbiegung zur Folge hat. In dem Bereich, in welchem die Fermienergie oberhalb des Leitungsbands liegt, bildet sich ein Potentialtopf aus, in welchem sich in zwei Dimensionen frei bewegliche Elektronen ansammeln [45, 46, 47, 48]. Zur Abschirmung des positiven Donatoren-Potentials und zur Unterdrückung der Coulombstreuung an den Rumpfen wird in der Praxis zwischen die beiden Schichten noch eine undotierte $AlGaAs$ Spacerschicht gewachsen, um durch die räumliche Trennung des hochbeweglichen 2DEG von den Atomrümpfen eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit zu realisieren [49].

Für die Zustandsdichten, also die Anzahl der Zustände pro Energieintervall, in 2D und 1D-Systemen ergeben sich folgende Beziehungen [31, 50]

$$D(E)_{2D} = \sum_n \frac{n_\nu g_\nu m_\parallel}{\pi \hbar^2} \Theta(E - E_n) \quad (2.1)$$

$$D(E)_{1D} = n_\nu \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2} \right) \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/2} \sum_{n,m} (E - E_{n,m})^{1/2} \Theta(E - E_{n,m}), \quad (2.2)$$

wobei m_\parallel die Elektronenmasse parallel zum Übergang, m^* die effektive Elektronenmasse, n_ν die Valleyentartung und Θ die Heavyside-Stufenfunktion sind.

2.1.2 Quantenkohärenter Transport

Um den Elektronentransport in einem schwach entarteten Metall zu beschreiben, ist es günstig das Bild von punktförmigen, wechselwirkungsfreien Elektronen, welche sich zwischen zufälligen Streuzentren mit der Fermigeschwindigkeit v_F bewegen, zu verwenden. Dieses Drude-Modell versagt jedoch bei der Beschreibung von quantenkohärentem Transport. Bei tiefen Temperaturen können Elektroneninterferenzeffekte wie z.B. die schwache Lokalisierung auftreten, welche durch eine Korrektur der Drude-Leitfähigkeit berücksichtigt werden müssen. Zum Verständnis der Quanteninterferenzeffekte muss zwischen elastischer und inelastischer Streuung unterschieden werden. Bei einem elastischen Stoß, beispielsweise mit einer geladenen Störstelle, wird das Elektron in einen neuen Impulszustand gestreut, d.h. es wird sich in eine andere Richtung bewegen, wobei jedoch der Betrag von Impuls und die Energie erhalten bleiben. Andererseits wird sich die Energie bei einem inelastischen Stoß, z.B. an einem Phonon, diskontinuierlich und zufällig verändern. Dies beeinflusst die Phaseninformation, welche das Teilchen trägt. Die Phase des Elektrons besitzt eine Phasengeschwindigkeit $v_\phi = \omega/k$, welche als $v_\phi = E/p$, also als Verhältnis von Energie und Impuls, ausgedrückt werden kann. Nach einem elastischen Stoß ist v_ϕ unverändert und die Phase

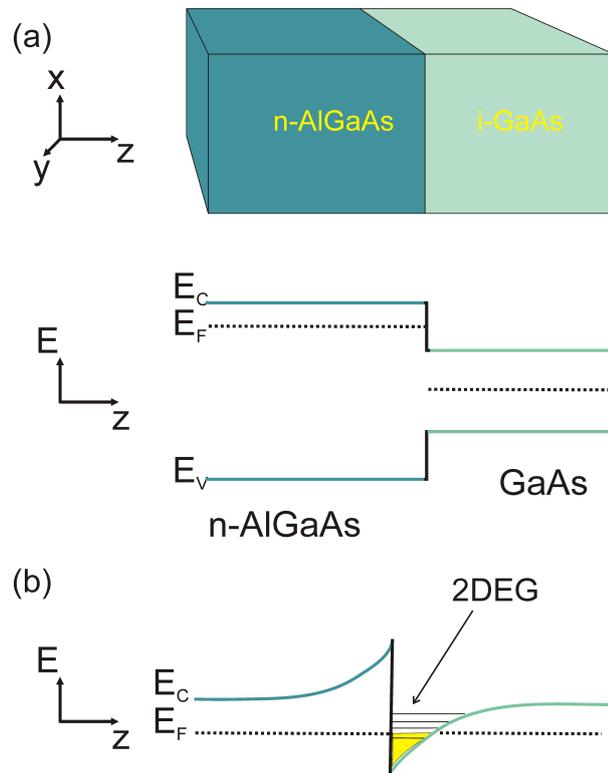


Abb. 2.1: (a) Schematischer Verlauf des Leitungs- und Valenzbands in einer GaAs/AlGaAs-Struktur, (b) Bandverbiegung des Leitungsbands im thermischen Gleichgewicht. Liegt die Fermienergie E_F höher als das erste Subband so entsteht ein 2DEG mit hoher Elektronenbeweglichkeit.

somit erhalten. Durch einen inelastischen Stoß werden jedoch sowohl E als auch p zufällig verändert, wodurch die Phaseninformation verloren geht. Diese beiden grundsätzlich verschiedenen Streumechanismen werden durch zwei unterschiedliche Streuraten τ_e^{-1} und τ_ϕ^{-1} beschrieben, wobei τ_e die durchschnittliche Dauer zwischen zwei elastischen Streueignissen und τ_ϕ die Phasen-Kohärenz-Dauer, d.h. die Zeit zwischen zwei phasenzerstörenden inelastischen Stößen, sind. Von besonderem Interesse ist der Bereich mit $\tau_e^{-1} < \tau_\phi^{-1}$, da hier die Wahrscheinlichkeit der Phononenstreuung geringer ist als für Störstellenstreuung. Die zugehörigen Längeneinheiten sind die mittlere freie Weglänge $l_e = v_F \tau_e$ und die Phasenkohärenzlänge $l_\phi = (D \tau_\phi)^{1/2}$, wobei die Diffusionskonstante D in zwei Dimensionen durch $D = 1/2 v_F^2 \tau_e$ gegeben ist.

Es soll nun zur Verdeutlichung eine Elektronenwelle betrachtet werden, welche sich wie in Abb. 2.2 dargestellt von Punkt A nach B bewegt und hierbei lediglich elastische Streuprozesse erfährt. Ihre Phase bleibt erhalten und das letzte phasenzerstö-

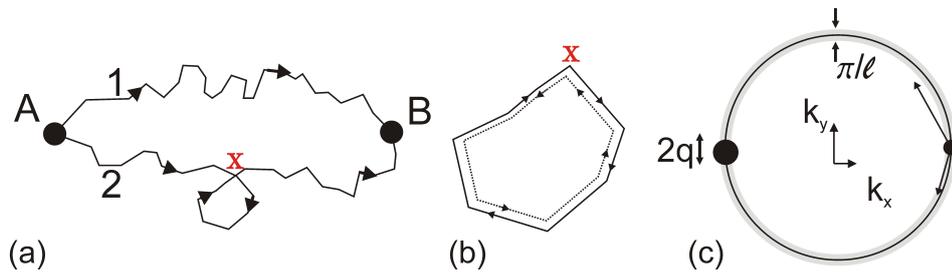


Abb. 2.2: (a) Elektronenbewegung in einem 2D System. Elektronen, welche Punkt B entlang eines sich überschneidenden Weges (2) erreichen tragen, im Gegensatz zu jenen, deren Weg (1) sich nicht kreuzt, zur Drude-Leitfähigkeit bei. (b) Die selbst-überschneidenden Pfade können zeitumgekehrten Trajekturen folgen und werden somit konstruktive Interferenz an Punkt X erfahren. (c) Elektronenstreuung entlang des Fermikreises in einem 2DEG.

rende Ereignis soll kurz vor dem Startpunkt A erfolgt sein. Die möglichen Pfadlängen unterscheiden sich und die Elektronen werden B auf verschiedenen Pfaden ohne feste Phasenbeziehung erreichen. Für jedes Elektronenpaar in Phase wird es im Mittel ein weiteres Paar, welches um π phasenverschoben ist, existieren. Es gibt jedoch einen speziellen Satz von Trajekturen, für die die Phasenbeziehung wohldefiniert ist, so dass Elektroneninterferenz auftreten kann. Diese Bahnen, von denen ein Paar in Abb. 2.2 (b) dargestellt ist, entsprechen zeitumgekehrten Trajekturen, welche sich am Punkt X kreuzen. Elektronen auf den jeweiligen Bahnen erfahren die gleichen elastischen Streueignisse, jedoch in umgekehrter Reihenfolge. Somit haben die Elektronen im Punkt X dieselbe Phase und die Wellenpakete überlagern sich kohärent. Dies führt zu konstruktiver Interferenz, wobei die Wahrscheinlichkeit ein zeitumgekehrtes Elektron am Punkt X zu finden verdoppelt ist, im Vergleich zu Elektronen, welche den Punkt X auf nicht zeitumgekehrten Pfaden erreichen. Da die Wahrscheinlichkeit das Elektron an irgendeiner Stelle zwischen A und B zu finden somit erhöht ist, ist gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit Punkt B zu erreichen verringert. Somit erhöht sich der Widerstand der Probe aufgrund der Quanteninterferenz leicht. Betrachtet man ein Elektron in einem 2DEG im Zustand $+k$ in Abb. 2.2 (c), so kann dieses aufgrund von elastischen Stößen entlang des Fermikreises, welcher um $\Delta k_F = \pi/l_e$ verbreitert ist, streuen. Somit ist die zur Verfügung stehende Fläche für Rückstreuungseffekte im \vec{k} -Raum $2\pi k_F \Delta k_F = 2\pi^2 k_F / l_e$. In der Zeit $t > \tau_e$ wird das Elektron um eine Distanz $L = (Dt)^{1/2}$ diffundieren und, unter der Annahme $L < l_\phi$, werden alle Zustände innerhalb $q = 1/(Dt)^{1/2}$ des Zustandes $-k$ konstruktiv interferieren.

Der Anteil I_{koh} der Elektronen, welche kohärenter Rückstreuung unterliegen ist durch

$$I_{koh} = \frac{\pi q^2}{2\pi^2 k_F / l_e} = \frac{l_e}{2\pi k_F D t} \quad (2.3)$$

gegeben. Unter Berücksichtigung von Quanteninterferenzeffekten ergibt sich für die Leitfähigkeit nun

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \int_0^{\tau_e} dt - \frac{ne^2 v_F \tau_e}{2\pi m k_F D} \int_{\tau_e}^{\tau_\phi} \frac{dt}{t} = \frac{ne^2 \tau_e}{m} - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \cdot \ln\left[\frac{\tau_\phi}{\tau_e}\right] \quad (2.4)$$

wobei der Fermivektor in 2D durch $k_F = (2\pi n)^{(1/2)}$ gegeben ist. Ohne ein externes Magnetfeld wird der Leitwert somit durch Quanteninterferenzeffekte um den Betrag $\delta\sigma = -(e^2/2\pi^2 \hbar) \ln(\tau_\phi/\tau_e)$ reduziert. Dieser Effekt wird jedoch bereits durch schwache Magnetfelder unterdrückt, da dieses die Phase der gegenläufigen Elektronen ändert [51]. Für die Elektronen aus Abb. 2.2 (b) ist die Phasendifferenz durch $\delta\varphi = 2(e/\hbar)BS$ gegeben, wobei S die Schleifenfläche ist. Für $B = 0$ werden alle zeitumgekehrten Elektronenpaare zu Punkt X bei identischer Phase zurückkehren und somit konstruktiv interferieren. Dies lässt sich ebenfalls durch die Wahrscheinlichkeit $P(\vec{r}_A, \vec{r}_B, t)$ ausdrücken, dass ein Elektron von \vec{r}_A nach \vec{r}_B innerhalb der Zeit t propagiert. Es ergibt sich

$$P(\vec{r}_A, \vec{r}_B, t) = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j, \quad (2.5)$$

wobei A der jeweiligen Wahrscheinlichkeitsamplitude entsprechen. Der erste Term auf der rechten Seite entspricht hierbei der klassischen Wahrscheinlichkeit, während der zweite Term die Interferenz beschreibt. Da die Phasen unkorreliert sind besitzt dieser im Mittel einen Wert von Null, außer wenn $\vec{r}_A = \vec{r}_B$ gilt, da in diesem Fall Trajektorienpaare zu identischen Pfaden gehören, die jedoch in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden. Für derartige Prozesse ist die Rückstreuwahrscheinlichkeit auf das Doppelte erhöht.

2.2 Transmission von Elektronen in Y-Schaltern

2.2.1 Leitwert und Selbstinduziertes Schalten

Die fortschreitende Miniaturisierung führt zu neuartigen Quanteneffekten, welche klassisch nicht beobachtbar sind. So treten beispielsweise im Hall-Widerstand diskrete Stufen als Funktion des Magnetfelds auf (Quanten-Hall-Effekt) [52], wohingegen klassisch eine lineare Zunahme zu erwarten ist. Mesoskopischer Transport kann durch den Landauer-Büttiker-Formalismus [35, 53, 54] beschrieben werden. Elektrischer Strom

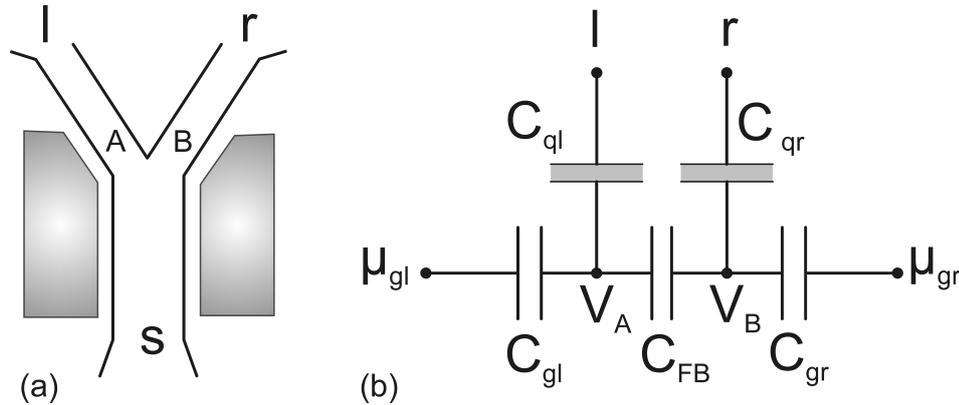


Abb. 2.3: (a) Schematische Darstellung der Y-Struktur. Der Stammwellenleiter (S) teilt sich über einen Verzweigungspunkt in einen linken (l) und einen rechten (r) Astwellenleiter. Mit Hilfe der grau schattierten Sidegates kann ein laterales elektrisches Feld erzeugt werden, welches eine Differenz der elektrostatischen Potentiale der Punkte A und B zur Folge hat. (b) Ersatzschaltbild des YBS. Es beschreibt die Kopplung zwischen den Gate-Potentialen (μ_{gl} und μ_{gr}), den elektrostatischen Potentialen an den Punkten A und B (V_A und V_B) und den elektrochemischen Potentialen in den Wellenleitern (μ_l und μ_r). Die Quantenkapazitäten der Äste C_{ql} und C_{qr} sind ebenfalls dargestellt.

wird dabei als kohärentes Streueignis aufgefasst [45]. Seit dem experimentellen Nachweis der Leitwertquantisierung in Quantenpunktkontakten [37, 36] werden eindimensionale Wellenleiter als Grundlage bei der Entwicklung neuartiger Konzepte herangezogen [55]. Das Funktionsprinzip einer 3-Terminal-Struktur, welche aufgrund ihrer speziellen Geometrie (siehe Abb. 2.3 (a)) als Y-Transistor (YBS: aus dem Englischen: Y-Branch-Switch) bezeichnet wird, beruht auf der ballistischen Ausbreitung der Elektronen. Über externe Sidegates kann der Leitwert der Elektronenwellenleiter gesteuert werden. Eine Änderung des elektrochemischen Potentials im Gate hat dabei eine Änderung des elektrostatischen Potentials im Kanal zur Folge. Dies geschieht mit einer Effektivität, deren Wert durch die kapazitive Ankopplung des Gates an den Kanal bestimmt ist. Besitzt die Struktur lediglich eine besetzte Subbandmode, so unterliegt die für den Schaltvorgang zwischen den beiden Ästen benötigte Schaltspannung ΔV_S keinem thermischen Limit und ist lediglich durch die Heisenbergsche Unschärferelation begrenzt

$$\Delta V_S \geq \frac{\hbar}{e\tau_t} \approx \frac{\hbar v_F}{L_i} \quad (2.6)$$

mit τ_t als Transitzeit eines Elektrons, die benötigt wird, um den Verzweigungsbereich der Länge L_i zu passieren [25, 56].

Um das Schaltverhalten der Struktur theoretisch zu beschreiben ist der Landauer-

Büttiker Formalismus für 3-Terminal-Systeme zu verwenden.

Für die Leitwertmatrix ergibt sich der Zusammenhang

$$\mathbf{G} = \frac{2e^2}{h}(\mathbb{1} - \mathbf{T}_\gamma) \quad (2.7)$$

wobei $\mathbb{1}$ die Einheitsmatrix und \mathbf{T}_γ die Transmissionsmatrix sind. Unter Vernachlässigung von Reflexionen im Stamm ergibt sich für die Transmissionsmatrix eines YBS [26, 57]:

$$\mathbf{T}_\gamma = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1+\gamma}{2} & \frac{1-\gamma}{2} \\ \frac{1+\gamma}{2} & \frac{(1-\gamma)^2}{4} & \frac{1-\gamma^2}{4} \\ \frac{1-\gamma}{2} & \frac{1-\gamma^2}{4} & \frac{(1+\gamma)^2}{4} \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

γ ist hierbei ein Schaltparameter, welcher sowohl das Schalten mittels der Sidegates als auch den Selbst-Schalt-Effekt zwischen den beiden Ästen berücksichtigt [58]. Er verknüpft die Effektivität des lateralen elektrischen Feldes η_g mit einer Differenz in den elektrochemischen Potentialen der Sidegates sowie die Selbst-Schalt Effektivität η_{sg} mit einer Differenz der elektrochemischen Potentiale der Äste und besitzt die Form

$$\gamma = \tanh \left(\frac{\eta_g(\Delta\mu_{gl} - \Delta\mu_{gr}) + \eta_b(\Delta\mu_l - \Delta\mu_r)}{V_S} \right). \quad (2.9)$$

Zusätzlich zu den Potentialdifferenzen aufgrund der an den Gates angelegten Spannungen, können intrinsische Kopplungen der Äste zum Schaltvorgang beitragen. Diese sind bei kleinen Vorwärtsspannungen nur sehr schwach ausgeprägt, gewinnen jedoch bei Erhöhung der Vorwärtsspannung an Bedeutung, so dass die extrinsischen Felder durch die Kopplung der Äste modifiziert werden, was das Schaltverhalten signifikant beeinflusst. Dieser Effekt wird als Selbst-Schalten bezeichnet. Hintergrund ist eine asymmetrische Ladungsverteilung in den Ästen, welche zu elektrostatischen Spannungsdifferenzen führt [26, 57, 59, 60]. Aufgrund der endlichen Zustandsdichte im Wellenleiter ist der Zusammenhang zwischen der von außen induzierten Differenz des elektrochemischen Potentials $\Delta\mu_i$ und der Spannungsdifferenz ΔV_i im Wellenleiter nicht linear und es gilt

$$\Delta\mu_i = -e(\Delta V_i + \frac{\Delta\rho_i}{e^2 D_i}) = -e(\Delta V_i + \frac{\Delta\rho_i}{C_{qi}}) \quad (2.10)$$

wobei $C_{qi} = e^2 D_i$ die Quantenkapazität (siehe Abschnitt 2.2.2) und D_i die Zustandsdichte (siehe Abschnitt 2.1.1) im Wellenleiter i sind. Im Nachfolgenden wird das Schaltverhalten, basierend auf dem Zusammenspiel von intrinsischem und extrinsischem Feld anhand des kapazitiven Ersatzschaltbilds aus Abb. 2.3 (b) analysiert. Eine an den Sidegates angelegte Spannung bewirkt ein laterales elektrisches Feld, welches zu einer Differenz der elektrostatischen Potentiale der Punkte A und B führt [61]. Dabei

wird die Kapazität zwischen den Gates vernachlässigt und lediglich eine Kopplung der Sidegates mit dem jeweils nächstgelegenen Astwellenleiter ($C_{gl} = C_{gr}$) angenommen. Die Kopplung zwischen den Ästen wird durch die Feedback-Kapazität C_{FB} berücksichtigt. Die Gateeffektivität ist so definiert, dass sie eine Änderung zwischen dem elektrostatischen und dem elektrochemischen Potential im Kanal ($V_w - \mu_w$) auf eine Variation der Gatespannung ($\mu_g - \mu_w$) bezieht

$$\eta_g = \frac{\Delta V_w - \Delta \mu_w}{\Delta \mu_g - \Delta \mu_w}. \quad (2.11)$$

Man erhält schließlich folgenden Ausdruck:

$$\eta_g = \frac{C_{gl}}{C_{ql} + C_{gl} + 2C_{FB}}. \quad (2.12)$$

Durch Variation der elektrochemischen Potentiale der Wellenleiter ist es möglich, die Selbst-Schalt-Effektivität η_{sg} abzuschätzen. Diese ist ein Maß für die Gatewirkung der elektrochemischen Potentiale in den Wellenleitern und ergibt sich zu

$$\eta_{sg} = \frac{\Delta V_l - \Delta V_r}{\Delta \mu_l - \Delta \mu_r} = \frac{C_{ql}}{C_{ql} + C_{gl} + 2C_{FB}}. \quad (2.13)$$

Nach [62] wird das Schalten der externen Gates durch diese intrinsische Kapazität unterstützt, was an den Ästen zu einer superlinearen Verstärkung führen kann.

2.2.2 Quantenkapazität

Die Beschreibung niederdimensionaler Systeme erfordert neben der bekannten klassischen Kapazität die Einführung eines weiteren Kapazitätstyps, der so genannten Quantenkapazität [5]. Diese ist maßgeblich mit der endlichen Zustandsdichte (siehe Abschnitt 2.1) verknüpft. Klassisch erfolgt die Beschreibung einer Kapazität über das Coulombgesetz und die Elektrodengeometrie unter der Annahme, dass die Leiteroberfläche in der Lage ist ein elektrisches Feld vollständig abzuschirmen, nach der Formel

$$C_0 = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{d}. \quad (2.14)$$

Ausgehend von Gl 2.14 ist zu erwarten, dass die Kapazität bei gegebener Plattenfläche A für $d \rightarrow 0$ gegen unendlich geht. In der Realität ist jedoch eine Abweichung der mesoskopischen Kapazität C und der geometrischen, elektrostatischen Kapazität C_0 zu beobachten. Es stellt sich heraus, dass für mesoskopische Elektrodensysteme quantenmechanische Effekte berücksichtigt werden müssen, welche eine Limitierung der Kapazität zur Folge haben:

- Die endlichen Zustandsdichten dN_i/dE der mesoskopischen Kondensatorelektroden $i = 1, 2$ resultieren in einer Abhängigkeit $C^{-1} \propto C_0^{-1} + C_{q1}^{-1} + C_{q2}^{-1}$ mit der Quantenkapazität $C_q = e^2 D(E_F)$, wobei D die Zustandsdichte des untersuchten Systems ist.
- Eine Verringerung des Plattenabstands führt bei mesoskopischen Strukturen zum Einsetzen von Tunnelströmen, welche die Kapazität mindern und es gilt $C \propto R$, mit der Reflexionswahrscheinlichkeit R .

Bei Berücksichtigung dieser beiden Effekte ergibt sich für die Kapazität einer mesoskopischen Struktur [63, 64]

$$C = \frac{R}{C_0^{-1} + C_{q1}^{-1} + C_{q2}^{-1}}. \quad (2.15)$$

Diese Beziehung vernachlässigt jedoch den Einfluss einer lokalen Zustandsdichte verursacht durch Ladungsträger im Nichtgleichgewicht, und wird daher als semi-klassische Näherung bezeichnet. Weiterhin kann die endliche, im Verhältnis zu der Plattengeometrie sehr geringe, Eindringtiefe des Feldes kann für Volumenbauteile vernachlässigt werden. In niederdimensionalen Systemen, wie beispielsweise einem $2DEG$, kann ein Eindringen des Felds um die Thomas-Fermi-Abschirmlänge jedoch, verglichen mit den Abmessungen des mesoskopischen Systems, sehr groß sein und trägt somit maßgeblich zur Kapazität des Bauteils bei [65, 66]. Ein solches System kann somit nicht mehr nach der klassischen Formel $C = \varepsilon \varepsilon_0 A/d$ beschrieben werden, sondern erfordert die Einführung der so genannten Quantenkapazität. Die Reflexionswahrscheinlichkeit einer Tunnelbarriere der Dicke d umgeben von zwei mesoskopischen Leiter ist durch

$$R \approx 1 - e^{-d/l} \quad (2.16)$$

gegeben, wobei die charakteristische Länge l u.a. von der Barriere abhängt [67, 68]. Abb. 2.4 zeigt einen Vergleich zwischen der klassischen und der semiklassischen Betrachtung für verschiedene Werte der Quantenkapazität als Funktion der Barrierebreite d . Im klassischen Fall steigt C über den gesamten Bereich gemäß $C \propto 1/d$ an und geht im Limit für $d \rightarrow 0$ gegen unendlich. Für große Barrierebreiten d sagt die semiklassische Näherung einen ähnlichen Verlauf voraus. Im Bereich geringer Breiten macht sich jedoch die zunehmende Tunnelwahrscheinlichkeit mit $R < 1$ bemerkbar, was zu einer Abnahme der Kapazität führt. Das beobachtete Maximum ist hierbei durch die Zustandsdichte der Elektroden bestimmt. Mit steigender Zustandsdichte, d.h. mit kleiner werdendem C_q^{-1} , nimmt die Kapazität bei gegebener Breite zu, begleitet von einem starken Anstieg der maximalen Kapazität

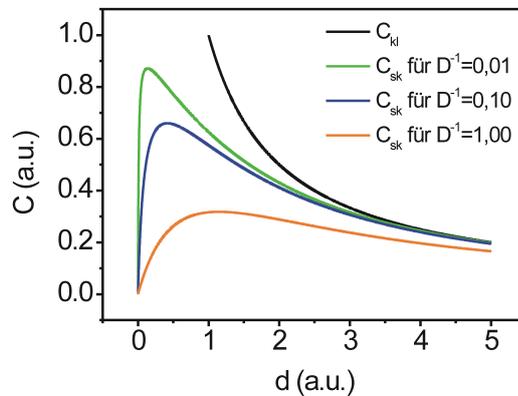


Abb. 2.4: Klassische und semiklassische Kapazität als Funktion des Elektrodenabstands d für verschiedene Zustandsdichten D . Für $d \rightarrow 0$ machen sich die Tunnelströme stark bemerkbar.

2.2.3 Dynamisches Schalten in Multi-Terminal-Strukturen

In Multi-Terminal-Strukturen ist es möglich, eine Zuleitung als Gate mit dynamischer Gatekapazität C_{dyn} zu betreiben. Dieser Ast sei durch eine elektrostatische Potentialbarriere definiert, besitzt eine dynamische Kapazität bezüglich des Kanals und stellt somit einen mesoskopischen Dipol dar [32].

Bistabilität und Verstärkung können, wie in Abb. 2.5 dargestellt, durch Ladungshäufung im Astgate erklärt werden [69, 70]. Die Gatekapazität führt zu einem dynamischen Schalten, welches für gleiche elektrochemische Potentiale im Astgate μ_{qb} und im Kanal μ_{qs} bei gegebener Ladungsverteilung bistabiles Schalten ermöglicht [71]. Entweder ist hierbei der Ast verarmt und somit der Kanal leitfähig (Abb. 2.5 (a)) oder das Astgate ist geladen und der Kanal hierdurch abgeschnürt (Abb. 2.5 (b)). Um dies quantitativ zu erfassen, ist die Änderung des Leitungsbands im Kanal $\Delta\Phi_c$ auf eine Änderung des elektrochemischen Gatepotentials $\Delta\mu_g$ zu beziehen. Wie durch die gepunkteten Linien in Abb. 2.5 (a) dargestellt, wird $\Delta\Phi_c$ direkt durch die Quantenkapazität des Gates C_{qg} kontrolliert. Es soll zunächst angenommen werden, dass keine Ladungen in das Astgate penetrieren können, was gleichbedeutend mit einem hohen Widerstand R_1 am Kontakt-Wellenleiter-Übergang, welcher das Laden des Astgates verhindert, verglichen mit R_2 am Ausgang des Astgates, ist. Die Kapazität des Astgates wird hierbei durch seine Quantenkapazität C_{qb} beschrieben. Die Barriere zwischen Kanal und Astgate wird durch eine geometrische Kapazität C_{geo} berücksichtigt. Entsprechend des Ersatzschaltbilds in Abb. 2.5 mit der Gatespannung $V_g = (\Delta\mu_g - \Delta\mu_c)(-e)^{-1} + V_T$,

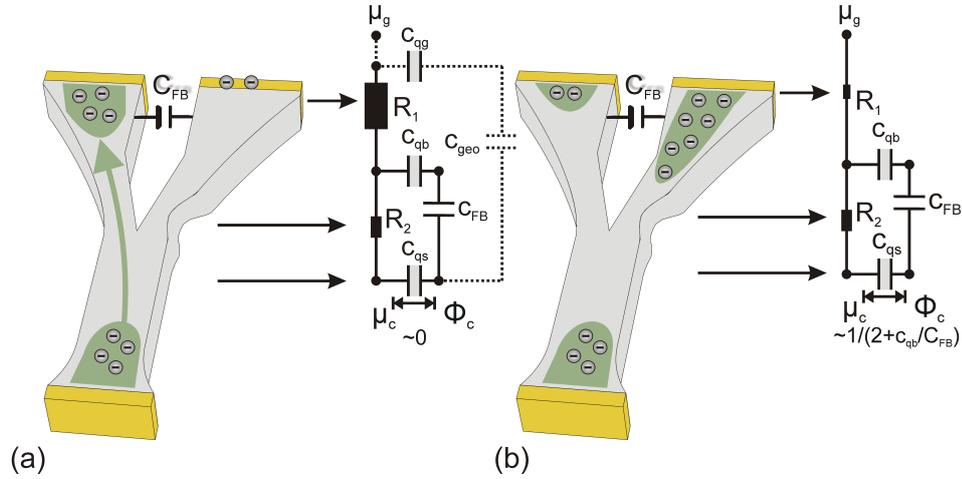


Abb. 2.5: Schematische Darstellung eines YBS mit dynamischer Kapazität der Äste. Bistabiles Schalten ist hierbei auf zwei unterschiedliche Ladungskonfigurationen in den Ästen zurückzuführen, wobei diese entweder mit Elektronen besetzt (b) oder verarmt (a) sind. Somit ist der Kanal entweder abgeschnürt (b) oder leitfähig (a). Die entsprechenden Ersatzschaltbilder für den Betrieb mittels eines dynamischen Gates sind eingezeichnet. (a) Elektronen können aufgrund des hohen Widerstands R_1 verglichen mit R_2 nicht in das Astgate vordringen. Die klassische Gatewirkung, angedeutet durch die gepunkteten Linien ist in diesem Fall sehr schwach. (b) Für ein kleines Verhältnis R_1/R_2 können Ladungsträger in das Astgate vordringen, was eine Änderung der Ladungsträgerkonfiguration im Kanal zur Folge hat.

wobei V_T die Schwellspannung ist, ergibt sich für eine gatespannungs-induzierte Änderung des Potentials im Kanal [5]

$$\Delta\Phi_c - \Delta\mu_g = e \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2}} \frac{1}{2 + \frac{C_{qb}}{C_{geo}}} (V_g - V_T). \quad (2.17)$$

Somit äußert sich das dynamische Laden des Astgates in einem veränderten Verhältnis R_1/R_2 von einem großen Wert hin zu einem kleinen, welches durch das Drainfeld kontrolliert wird und näherungsweise durch den linearen Ansatz $R_1/R_2 = I/I_S$ beschrieben werden kann, mit I als Drain-Strom und I_S der Drainstrom für $R_1 = R_2$ ist. Im bistabilen Regime entspricht I_S der unteren Stromschwelle, an der das bistabile Schalten einsetzt. Im stabilen Regime gilt $I_S = I_{max}/2$. Durch Variation des R_1/R_2 -Verhältnisses kann das Schaltpotential von Null nach $(2 + C_{qb}/C_{geo})^{-1}(V_g - V_T)$ verändert werden.

Der Leitwert des Kanals kann dann durch

$$G = \frac{1}{2} G_0 \left[1 + \tanh \left(\frac{\Delta\Phi_c - \Delta\mu_c}{kT} \right) \right] \quad (2.18)$$

beschrieben werden, wobei $G_0 = I_{max}/V_{ds}$ der Leitwert des komplett geöffneten Kanals ist, der den Strom von I_{max} führt.

2.3 Coulomb-Blockade

Es wird im Folgenden ein Doppel-Barrieren-System mit einer Elektroneninsel betrachtet, das von der Umgebung isoliert und über zwei Tunnelbarrieren kapazitiv an Source und Drain gekoppelt ist. Wird ein Elektron auf die Insel transferiert so führt dies zu einer Umordnung der Ladung innerhalb der Barrieren, was eine Änderung des elektrostatischen Potentials zur Folge hat. In derartigen Systemen kann es zu der Ausbildung einer Lücke im Energiespektrum auf Höhe der Fermienergie kommen, was die so genannte Coulomb-Blockade (CB) zur Folge hat. Dies bedeutet, dass das Elektronentunneln solange unterbunden ist, bis diese Ladeenergie der Elektroneninsel durch eine Variation der Vorwärtsspannung überwunden wird. Die theoretische Beschreibung der CB erfolgt mittels der makroskopischen Kapazitäten des Systems.

Die Elektroneninsel sei kapazitiv über zwei Tunnelbarrieren B1 und B2 an ihre metallischen Zuleitungen gekoppelt ist. Während hier nur die wesentlichen Ergebnisse wiedergegeben werden, können detaillierte Ausführungen in [69] nachgelesen werden. Die Tunnelwiderstände sollen dabei aus einer Parallelschaltung des Tunnelwiderstands R_t und der Kapazität C bestehen. Derartige Tunnelbarrieren sind typischerweise sehr hoch und sehr dünn. Elektronen, die durch eine der Barrieren tunneln, relaxieren sofort aufgrund von Streuung, so dass resonantes Tunneln durch die Barrieren vernachlässigt werden kann. Die Tunnelzeit (d.h. die Zeit die ein Ladungsträger für den Tunnelprozess benötigt) ist sehr kurz (10^{-14} s) [72], während die Zeit zwischen zwei Tunnelereignissen in der Größenordnung des Stroms I geteilt durch e ist, was für typische Ströme im Bereich einiger nA eine mittlere Dauer von einigen Pikosekunden bedeutet. Die Dauer für die Ladungsumordnung innerhalb der Elektroden aufgrund des Tunnelprozesses eines Elektrons liegt in der Größenordnung der dielektrischen Relaxationszeit und ist damit ebenfalls extrem kurz. Somit kann für die Analyse angenommen werden, dass das System sich wie eine Kapazität mit auftretenden Leckströmen verhält.

Für den Schaltkreis aus Abb. 2.6 (a) ergeben sich die Ladungen der Kapazitäten zu

$$\begin{aligned} Q_1 &= C_1 V_1 \\ Q_2 &= C_2 V_2. \end{aligned} \tag{2.19}$$

Die Nettoladung auf der Insel ist die Differenz dieser beiden Ladungen. In Abwesenheit von Tunnelprozessen wäre die Differenz Null. Durch Tunnelprozesse ist es möglich einen Elektronenüberschuss auf der Insel zu generieren, so dass $Q = Q_2 - Q_1 =$

$-ne$, wobei $n = n_1 - n_2$ die Nettoladung der Insel, wie in Abb. 2.6 (a) definiert, ist. Die Definition ist dabei so gewählt, dass eine Zunahme von n_1 bzw. n_2 die Ladungen Q_1 oder Q_2 in 2.19 erhöht. Der gesamte Spannungsabfall über den Tunnelwiderständen ist genau die angelegte Vorwärtsspannung V_a und mit 2.19 ergibt sich

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{1}{C_{eq}}(C_2 V_a + ne) \\ V_2 &= \frac{1}{C_{eq}}(C_1 V_a - ne), \end{aligned} \quad (2.20)$$

wobei $C_{eq} = C_1 + C_2$ die Kapazität der Insel ist. Die gespeicherte elektrostatische Energie ist durch

$$E_S = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} \quad (2.21)$$

gegeben, was mit Gln. 2.19 und 2.20 auf

$$E_S = \frac{1}{2C_{eq}}(C_1 C_2 V_a^2 + Q^2) \quad (2.22)$$

führt. Zusätzlich muss noch die verrichtete Arbeit der Spannungsquelle durch den Ladungstransport auf und von der Insel berücksichtigt werden. Diese kann als das Integral der Leistung über die Zeit beschrieben werden:

$$W_S = \int dt V_a I(t) = V_a \Delta Q, \quad (2.23)$$

wobei ΔQ der gesamte transferierte Ladung der Spannungsquelle beinhaltet. Eine Änderung der Ladung der Insel aufgrund eines Elektrons, welches durch B2 tunnelt (so dass $n'_2 = n_2 + 1$) verändert die Ladung auf der Insel auf $Q' = Q + e$ und $n' = n + 1$. Entsprechend Gl. 2.20 ändert sich dann die Spannung über B1 nach $V'_1 = V_1 - e/C_{eq}$. Somit fließt nach Gl. 2.19 eine kompensierende Ladung $\Delta Q = -eC_1/C_{eq}$ und die Gesamtarbeit um n_2 Ladungen über B2 zu transferieren ist gleich

$$W_S(n_2) = -n_2 e V_a \frac{C_1}{C_{eq}}. \quad (2.24)$$

Eine analoge Analyse des Ladungstransports für n_1 Ladungen durch B1 ergibt

$$W_S(n_1) = -n_1 e V_a \frac{C_2}{C_{eq}}. \quad (2.25)$$

Es ist nun möglich die Gesamtenergie des Systems inklusive der Spannungsquelle anzugeben und es gilt

$$E(n_1, n_2) = E_S - W_S = \frac{1}{2C_{eq}}(C_1 C_2 V_a^2 + Q^2) + \frac{eV_a}{C_{eq}}(C_1 n_2 + C_2 n_1). \quad (2.26)$$

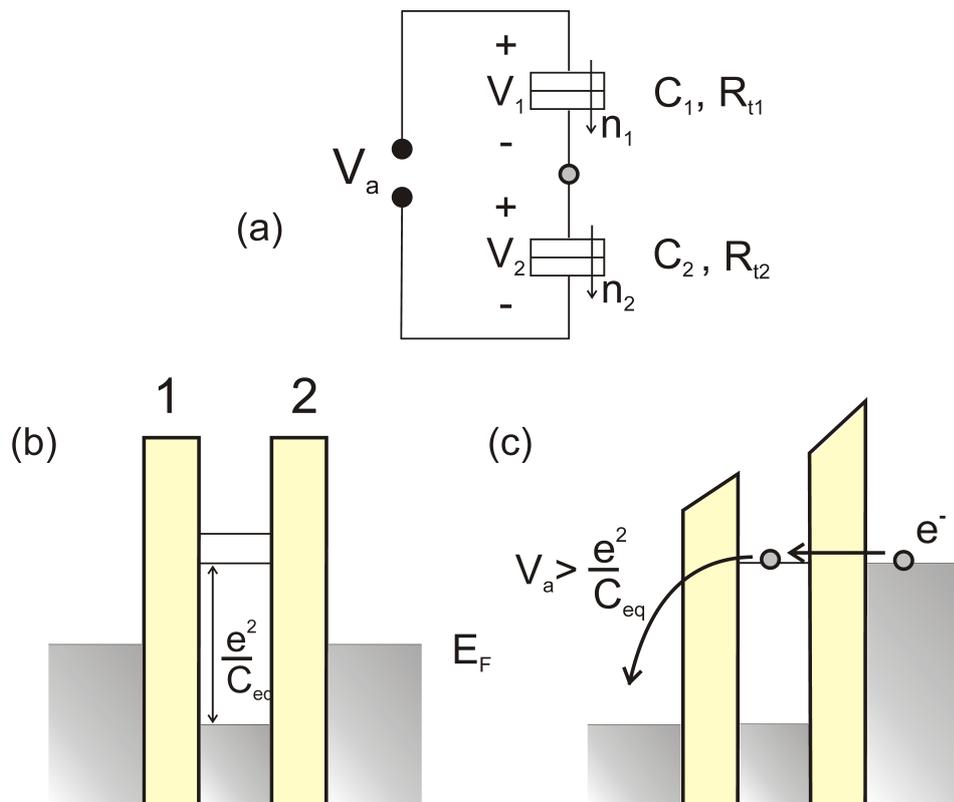


Abb. 2.6: (a) Ersatzschaltbild einer Insel, die über zwei Tunnelübergänge mit C_1 und C_2 schwach an die Spannungsquelle gekoppelt ist. R_t ist der Tunnelwiderstand, n_1 die Anzahl der Ladungen die über die Barriere 1 auf die Insel und n_2 die Anzahl der Elektronen die durch 2 aus dieser heraus getunnelt sind. (b) Banddiagramm der Doppel-Barrieren-Struktur im Gleichgewicht und (c) mit angelegter Vorwärtsspannung.

Die Energieänderung des Systems für den Fall, dass ein Teilchen durch B2 tunnelt ist dann durch

$$\begin{aligned} \Delta E_2^\pm &= E(n_1, n_2) - E(n_1, n_2 \pm 1) = \frac{Q^2}{2C_{eq}} - \frac{(Q \pm e)^2}{2C_{eq}} \mp \frac{eV_a C_1}{C_{eq}} \\ &= \frac{e}{C_{eq}} \left[-\frac{e}{2} \pm (en - V_a - C_1) \right]. \end{aligned} \quad (2.27)$$

gegeben. Entsprechend lässt sich die Energie des Systems für ein Teilchen welches durch B1 transmittiert wird ausdrücken als

$$\Delta E_1^\pm = E(n_1, n_2) - E(n_1 \pm 1, n_2) = \frac{e}{C_{eq}} \left[-\frac{e}{2} \mp (en - V_a - C_2) \right], \quad (2.28)$$

wobei nur Übergänge für $\Delta E_j > 0$ erlaubt sind.

Geht man nun von einer zunächst neutralen Elektroneninsel aus, d.h. wenn $n = 0$ gilt,

dann vereinfachen sich Gln. 2.27 und 2.28 auf

$$\Delta E_{1,2}^{\pm} = -\frac{e^2}{2C_{eq}} \mp \frac{eV_a C_{2,1}}{C_{eq}}. \quad (2.29)$$

Für alle möglichen Übergänge in die Insel und aus der Insel heraus führt der erste Term, der die Coulomb-Energie der Insel identifiziert wird dazu, dass ΔE so lange negativ ist, bis V_a eine gewisse Schwelle übersteigt. Für den Fall, dass $C_1 = C_2 = C$ gilt, führt dies auf die einfache Bedingung $|V_a| > e/C_{eq}$. Tunnelprozesse sind unterhalb dieser Schwelle verboten und es fließt in diesem Bereich kein Strom. Dieser Bereich der CB ist eine direkte Folge der zusätzlichen Coulomb-Energie $e^2/2C_{eq}$, welche durch ein Elektron aufgebracht werden muss, um auf die Insel oder aus dieser tunneln zu können. In der Strom-Spannungs-Kennlinie äußert sich dies durch eine Region mit niedrigem Leitwert im Ursprung [2]. Für große Strukturen mit großem C_{eq} , kann kein CB-Bereich beobachtet werden und der Strom orientiert sich am Tunnelwiderstand R_t . Abb. 2.6 (b) zeigt ein Banddiagramm des kapazitiven Netzwerks aus Abb. 2.6 (a) im Gleichgewicht, welches den CB-Effekt für gleich große Kapazitäten verdeutlicht. Eine Coulomb-Lücke mit einer Breite von e^2/C_{eq} hat sich auf der Höhe des Fermi-niveaus geöffnet, welche mittig bzgl. der Fermienergie liegt und somit keine Zustände zu Verfügung stehen, in die Elektronen von rechts oder links tunneln können. Ebenso gibt es keine Zustände in die Elektronen auf der Insel tunneln können, bis die CB-Region durch eine ausreichende Vorwärtsspannung überwunden wird (siehe Abb. 2.6 (c)).

Wird eine Vorwärtsspannung für den Fall $C_1 = C_2 = C$ angelegt und diese erreicht die Schwelle für das Tunneln, $V_a = e/2C$, so kann ein Elektron auf die Insel gelangen, so dass $n = 1$ gilt und es ergibt sich die Situation in Abb. 2.6 (c). Die Fermienergie der Insel ist nun um e^2/C_{eq} angehoben und eine Lücke, die ein weiteres Elektronentunneln auf die Insel verhindert bildet sich aus. Nach Gl. 2.27 kann erst dann wieder ein Elektron auf die Insel tunneln, wenn die Spannung $V_a > 3e/2C$ erreicht wird. Innerhalb dieses Bereichs von V_a findet solange kein weiterer Ladungstransport statt, bis das Elektron auf der Insel durch die linke Barriere tunnelt, wodurch die Insel wieder in den Ursprungszustand mit $n = 0$ übergeht. Dies senkt wiederum die Fermienergie der Insel, was es dem nächsten Elektron erlaubt auf die Insel zu tunneln.

Wohl definierte CB kann dann beobachtet werden, wenn die Coulomb-Lücke e^2/C_{eq} groß verglichen mit der thermischen Energie kT ist [33]. Betrachtet man die Energie-Zeit-Unschärferelation

$$\Delta E \Delta t > h, \quad (2.30)$$

wobei $\Delta E \sim e^2/C_{eq}$ und Δt die Zeit ist, um ein Elektron über die Insel zu transferieren. Diese ist durch $\Delta t \approx R_t C_{eq}$ gegeben. Hieraus ergibt sich

$$\frac{e^2}{C_{eq}} (R_t C_{eq}) > h. \quad (2.31)$$

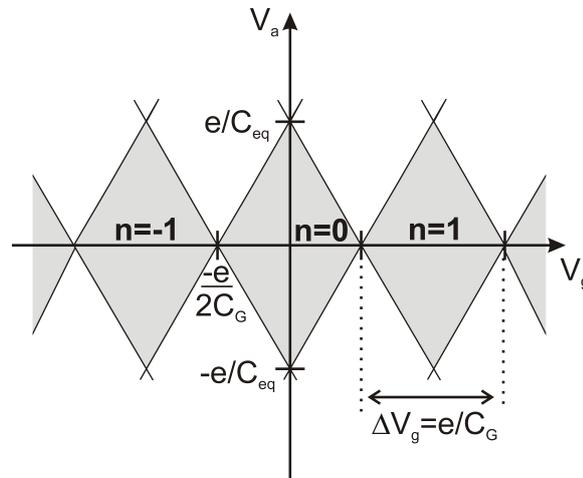


Abb. 2.7: Stabilitätsdiagramm eines SET-Transistors. Innerhalb der Diamanten tritt Coulomb-Blockade auf, während außerhalb ein Stromfluss von Source nach Drain zu beobachten ist. Die Steigungen der Rautenbegrenzungen sind durch $\frac{C_G}{(C_{eq}-C_S)}$ und entsprechend durch $\frac{-C_G}{C_S}$ gegeben

Es zeigt sich, dass der Tunnelwiderstand hinreichend groß sein muss, um CB-Effekte beobachten zu können:

$$R_t \gg \frac{h}{e^2} = 25.8 \text{ k}\Omega. \quad (2.32)$$

Fügt man nun eine zusätzliche Gateelektrode hinzu, welche derart gestaltet ist, dass sie der Insel gegenüber einen unendlichen Widerstand besitzt, d.h. dass sie nur kapazitiv über C_G an diese gekoppelt ist, so lässt sich die effektive Hintergrundladung und somit die Coulomb-Lücke durch die Gatespannung kontinuierlich variieren. Hierdurch kann der Stromfluss von Source nach Drain für hinreichend kleine V_a effektiv gesteuert werden. Eine derartige Struktur stellt einen Transistor basierend auf dem CB-Prinzip dar und wird als SET-Transistor bezeichnet [32, 33]. Analoge Energiebetrachtungen wie in Gl. 2.26 liefern für jedes n eine stabile, rautenförmige Region in der $V_g - V_a$ -Ebene, welche als Coulomb-Diamant bezeichnet wird (siehe Abb. 2.7). Für $|V| < e^2/C_{eq}$ variiert der Strom als Funktion der Gatespannung (Coulomboszillationen). Strommaxima treten bei $V_g = \frac{e}{C_G}(n + 1/2)$ auf. n ändert sich dabei während jeder Spannungsperiode $\Delta V_g = \frac{e}{C_g}$ um eins [73, 74]. Eine Analyse dieser Diamanten erlaubt es, wie in Kapitel 4 durchgeführt, die kapazitiven Kopplungen sowie Größe und Ladeenergie künstlicher Quantenpunkte zu ermitteln.

2.4 Magnetotransport in niederdimensionalen Systemen

2.4.1 1D Quantendrähte unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes

Wird das 2DEG in einer Raumrichtung derart eingeschränkt, dass seine Breite mit der Fermiwellenlänge λ_F vergleichbar ist, so führt dies zu der Ausbildung eines eindimensionalen Quantendrahts (QW). Die Wachstumsrichtung soll im Folgenden die z-Richtung sein, in welche auch das Magnetfeld gerichtet ist. Die Richtung des QW sei y und das einschnürende Potential aufgrund der seitlichen Begrenzungen soll in x-Richtung orientiert sein. Unter Berücksichtigung des zusätzlichen begrenzenden Potentials $V(x)$ und unter Vernachlässigung der Spinartung ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung [75]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2 + V(x) \right) \cdot \chi(x, y) = E_n \chi(x, y). \quad (2.33)$$

Das begrenzende Potential $V(x)$ habe näherungsweise einen parabolischen Verlauf der Form $V(x) = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 x^2$, was für geätzte QW-Strukturen zulässig ist, da Oberflächenzustände an den Seitenwänden zu einer entsprechenden Bandverbiegung führen. Der Hamiltonian ergibt sich dann zu

$$H = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^* \omega^2}{2} (x - x_0')^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2M}. \quad (2.34)$$

Der rechte Term in Gl. 2.34 hat die Form der freien Elektronen-Dispersionsrelation für ein Teilchen der effektiven Masse M , gegeben durch $M = m^* \omega^2 / \omega_0^2 = m^* \frac{(\omega_c^2 + \omega_0^2)}{\omega_0^2}$. Hieraus ergeben die Energien

$$E = E_{n,i}(k_y) = E_i + \hbar \omega_c (n + 1/2) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2M}, \quad (2.35)$$

wobei E_i die quantisierte Energie aufgrund der lateralen Einschränkung ist. Die Entartung der Landauniveaus wird also aufgehoben und sie unterscheiden sich in ihrer Energie um den Impuls in y-Richtung. Somit nimmt die Zustandsdichte nicht länger diskrete Werte wie im reinen 2D Fall an, sondern entspricht dem quasi eindimensionalen Fall. Des Weiteren ist die Gruppengeschwindigkeit von Null verschieden und nimmt den Wert $v = \hbar k_y / M$ an. Für $\omega_c \gg \omega_0$ strebt M gegen Null, was auf den Grenzfall des unendlichen 2DEG führt. Für $\omega_c \ll \omega_0$ gilt $M \rightarrow m^*$, dem Grenzfall eines QW ohne externes Magnetfeld.

Die Dispersionsrelation der Elektronen, welche im Zentrum des Wellenleiters flach verläuft, wohingegen sie an den Rändern eine starke Dispersion aufweist, ergibt sich

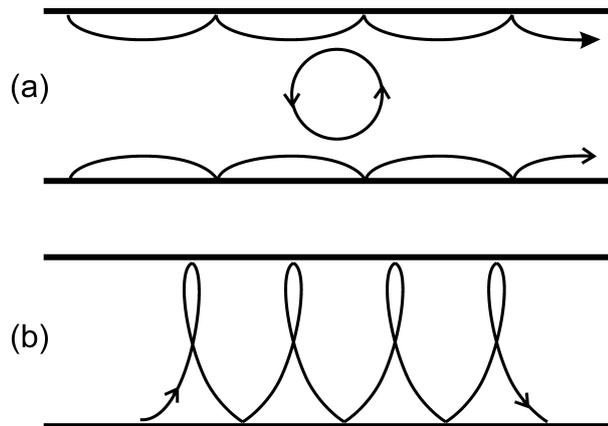


Abb. 2.8: *Klassische Bewegung eines geladenen Teilchens unter dem Einfluss eines externen Magnetfelds für verschiedene Energien und Ursprungskoordinaten.*

nach [75]. Physikalisch lässt sich dieses Verhalten mit Hilfe eines klassischen Analogons verstehen [75, 31]. Die benötigten Parameter des Systems sind der Zyklotronradius nach Gl. 2.36 und die Ursprungsordinate welche das Zentrum der Kreisbewegung beschreibt.

$$r_n = \sqrt{\frac{2\hbar(n + 1/2)}{eB}}. \quad (2.36)$$

Innerhalb des eingeschränkten Systems sind drei verschiedene Elektronenbahnen möglich: reine Zyklotron-Umlaufbahnen, Skipping Orbits und Traversing Orbits. Im ersten Fall tritt keinerlei Wechselwirkung mit den Begrenzungsändern auf, da der Orbitradius r_n , wie in Abb. 2.8 (a) dargestellt, kleiner als der Abstand der Ursprungsordinate zur Begrenzung ist, so dass in diesem Fall dispersionslose Zustände zu erwarten sind.

Ist der Abstand der Ursprungsordinate x_0 zu einer Begrenzungswand jedoch geringer als r_n (siehe Abb. 2.8 (a)), so hat dies die sog. Randstreuung zur Folge (siehe hierzu auch Kap. 2.4.2). Unter der Annahme, dass die Streuung an den Wänden vollständig elastisch und nicht diffus erfolgt, d.h. dass gestreute Elektronen die Information über ihren ursprünglichen Impuls behalten [76], besitzen diese Elektronen einen Nettoimpuls in y -Richtung oder entgegengesetzt, je nach Vorzeichen von x_0 und damit k_y . Die Zustände aufgrund dieser Skipping Orbits werden als Randzustände bezeichnet. Da diese Zustände eine Nettogeschwindigkeit in $\pm y$ -Richtung besitzen, ist die Dispersionsrelation anders als im Zentrum an den Rändern nicht mehr flach. Die Steigung der Dispersionsrelation ist proportional zur Gruppengeschwindigkeit, was bedeutet, dass Randzustände auf der rechten Seite eine positive Gruppengeschwindigkeit haben, während jene auf der linken Seite ein negatives Vorzeichen besitzen. Für genügend hohe Energien sind die Zyklotronradien hinreichend ausgedehnt (Abb. 2.8 (c)), so dass

Elektronen sich auf Traversing Orbits bewegen, was bedeutet, dass sie mit beiden Begrenzungen wechselwirken. Elastische Streuung an beiden Rändern führt hierbei zu einem Nettoimpuls in Richtung der QW-Achse, was dem Übergang von dispersionslosem zu 1D-Wellenleiter-Verhalten der höheren magnetischen Subbänder entspricht.

2.4.2 Schwache Lokalisierung und Randstreuung im Magnetfeld

Die schwache Lokalisierung kann bereits durch schwache Magnetfelder im Bereich einiger mT zerstört werden. In Kap. 2.1.2 wurde gezeigt, dass Elektronenpaare konstruktiv interferieren können um so die der schwachen Lokalisierung zugrunde liegende erhöhte Rückstreuwahrscheinlichkeit zu realisieren. In einem schwachen Magnetfeld erfahren die Wahrscheinlichkeitsamplituden A^+ und A^- für die Ausbreitung im und entgegen des Uhrzeigersinns jedoch eine Phasendifferenz ϕ selbst dann, wenn die Krümmung der Bahnen aufgrund der Lorentzkraft vernachlässigt werden kann. Dies liegt daran, dass der kanonische Impuls $\vec{p} = m\vec{v} - e\vec{A}$ eines Elektrons im Magnetfeld ein Vektorpotential beinhaltet. Bei Translation im oder entgegen des Uhrzeigersinns entlang einer geschlossenen Bahnkurve ergibt sich eine Phasendifferenz von

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{1}{\hbar} \oint_+ p^+ \cdot dl - \frac{1}{\hbar} \oint_- p^- \cdot dl \\ &= \frac{2e}{\hbar} \int (\nabla \times \vec{A}) d\vec{S} = \frac{2eBS}{\hbar} \equiv \frac{2S}{l_m^2} \equiv 4\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\end{aligned}\quad (2.37)$$

Dieser Phasenunterschied ist also gleich der doppelten eingeschlossenen Fläche S geteilt durch das Quadrat der magnetischen Länge l_m bzw. gleich 4π multipliziert mit der eingeschlossenen Flussdichte in Einheiten der Elementarflussdichte $\Phi_0 \equiv h/e$.

Viele Trajektorien mit einer weiten Verteilung der Schleifenflächen tragen zur schwachen Lokalisierung bei. In einem Magnetfeld tragen Schleifen mit einer Fläche $S \gtrsim l_m^2$ nicht mehr bei, da die entgegengesetzt verlaufenden Trajektorien nicht länger konstruktiv interferieren. Da Trajektorien, welche eine größere Fläche umschließen jedoch eine entsprechend längere Zeit zur Vollendung benötigen, ist der Magnetfeldeffekt essentiell um in den Integralen aus Gl. 2.4 eine Langzeit-Abschnürung zu erzielen, welche der magnetischen Relaxationszeit τ_B entspricht. Bei Abwesenheit eines Magnetfeldes ist die relevante Größe die Phasenkohärenzzeit τ_ϕ . Das Magnetfeld beginnt also einen signifikanten Einfluss auf die schwache Lokalisierung auszuüben, sobald τ_B und τ_ϕ vergleichbar sind, was bei einem charakteristischen Feld B_c der Fall ist. Die Größe der Leitwertkorrektur $\delta G_{loc}(B = 0)$ ergibt sich direkt aus dem Sättigungswert des Magnetoleitwerts nach

$$G(B \gg B_c) - G(B = 0) = -\delta G_{loc}(B). \quad (2.38)$$

Die Effektivität, mit der ein angelegtes Magnetfeld die schwache Lokalisierung zu unterdrücken vermag, wird durch den mittleren, von rückgestreuten Trajekturen bei gegebener Dauer umschlossenen, magnetischen Fluss bestimmt. Zur genaueren Analyse müssen hierbei verschiedene Bereiche unterschieden werden, welche durch die jeweiligen Werte der relativen Größe der Kanalbreite W , der mittleren freien Weglänge $l = v_F \tau$, der magnetischen Länge l_m und der Phasenkohärenzlänge $l_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$ [38, 77, 78, 79] gekennzeichnet sind. Im eindimensionalen Fall für $W \ll l_\phi$, d.h. wenn gilt $l \ll W$ ist die Wand-zu-Wand-Bewegung diffusiv. Der komplette Ausdruck für die Korrektur aufgrund der schwachen Lokalisierung ist gegeben durch [78]

$$\delta G_{loc}^{1D}(B) = -g_s g_v \frac{e^2}{h} \frac{1}{L} \left(\frac{1}{D\tau_\phi} + \frac{1}{D\tau_B} \right)^{-1/2} \quad (2.39)$$

mit $\tau_B = \frac{3l_m^4}{W^2 D}$. Bei $l_m \sim W$ tritt der Übergang von 1D nach 2D schwacher Lokalisierung auf, da die laterale Einschränkung für $l_m \lesssim W$ für die schwache Lokalisierung unbedeutend wird.

Die Randstreuung der Elektronen liefert genau dann einen Beitrag zum Widerstand des QW, wenn sie den Elektronenimpuls in Bewegungsrichtung ändert, d.h. wenn die Elektronen ihre Information über ihren Einfallswinkel verlieren und gleichmäßig in einen Raumwinkel π gestreut werden. Die stationäre Verteilung der Elektronen wird hierbei durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben, welche in Relaxationszeitnäherung die Form

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f(\vec{r}, \alpha)}{\partial \vec{r}} = -\frac{f(\vec{r}, \alpha)}{\tau_B} + \int_0^{2\pi} \frac{f(\vec{r}, \alpha)}{2\pi} d\alpha \quad (2.40)$$

aufweist [39], wobei $f(\vec{r}, \alpha)$ die Verteilungsfunktion mit dem Einfallswinkel α ist. Links steht der so genannte Driftterm, welcher unter der Annahme, dass Stöße eine Nichtgleichgewichtsverteilung lediglich ins Gleichgewicht zurück treiben, gleich den Termen auf der rechten Seite, welche sich aus der Relaxationszeitnäherung ergeben, ist. Im Falle glatter Wände, wenn diese also nur räumliche Variationen auf einer Längenskala wesentlich größer als λ_F aufwiese, würde sich kein zusätzlicher Beitrag zum Widerstand des QW ergeben. Die Rauigkeit der Wände ist demzufolge für den Einfluss der Randstreuung ein entscheidendes Kriterium. Für den Fall diffusiver Begrenzungsänder tritt ein Maximum des Längswiderstands $\rho_{xx}(B)$ bei $\omega \approx \frac{1}{2} r_c$ auf [41, 80], wobei r_c der Zyklotronradius der Elektronenbahnen ist. Es treten zwei Bereiche auf, in denen die Randstreuung kaum Einfluss auf den Widerstand hat. Sind die Elektronenbahnen wenig verschieden von jenen bei $B = 0$, so ist die Leitfähigkeit im Wesentlichen durch Elektronen mit großem longitudinalen Impuls bestimmt und die Wechselwirkung mit den QW-Wänden ist nur sehr schwach ausgeprägt. Bei hohen Magnetfeldern sind die Zyklotronradien kleiner als die Drahtbreite und der Widerstand ist im Wesentlichen durch interne Streuung bestimmt.

Bei mittleren Magnetfeldern werden die Elektronen so stark abgelenkt, dass diese in Wechselwirkung mit den Wänden treten, bevor ihnen interne Streuprozesse widerfahren. In diesem Regime ist der Zyklotronradius vergleichbar mit der Drahtbreite und die Elektronenbewegung reicht zu beiden Drahtbegrenzungen. Somit ist für mittlere Magnetfelder die Häufigkeit der Wechselwirkungen am größten.

2.4.3 Magnetfeldsensoren und ihre Auflösungsgrenzen

Mikro-Hall-Sensoren auf der Basis von III-V Verbindungshalbleitern erweckten in jüngster Vergangenheit verstärktes Interesse aufgrund ihrer potentiellen Eignung als Magnetfelddetektoren in Forschung und Industrie [81]. Für die Anwendbarkeit sind hierbei insbesondere eine hohe Sensitivität, ein geringes Rauschen sowie die Linearität des Signals über einen großen Magnetfeld- und Temperaturbereich entscheidend. Diese Anforderungen werden durch eine Reihe von Heterostrukturen basierend auf *GaAs* [82, 83] oder *InP* [84, 85] mit *2DEGs* im leitfähigen Kanal erfüllt. Dennoch sind viele Fragen, insbesondere die Temperaturstabilität und das Signal-to-Noise-Ratio (SNR) betreffend, weiterhin ungeklärt. Verglichen mit Hallsensoren basierend auf Bulk-Materialien sind die Transporteigenschaften von Bauteilen, hergestellt in hochbeweglichen modulationsdotierten Heterostrukturen, deutlich verbessert. Eine größere Ladungsträgerbeweglichkeit kann durch geeignete Wahl der Dotierkonzentration der vom Übergang entfernten Barriere erreicht werden, wodurch die Ladungsträgerkonzentration angehoben wird, ohne zugleich die Störstellenkonzentration durch ionisierte Atomrümpfe zu erhöhen. Derartige Strukturen weisen eine hohe absolute Sensitivität auf und zeichnen sich durch ein geringes Rauschen aus. Allerdings treten hierbei essentielle Probleme bezüglich der benötigten thermischen Stabilität auf.

Wird das Hall-Element mit einem konstanten Strom gespeist (Strom stabilisiertes Verfahren) ist die thermische Stabilität durch die Temperaturabhängigkeit der Elektronenkonzentration bestimmt. Die hohe Dotierung in den Bereichen der *AlGaAs* bzw. *InAlAs* Barrieren kann zu einer zusätzlichen Fluktuation der Elektronenkonzentration aufgrund ihrer elektrischen und/oder thermischen Aktivierung führen [86]. Zusätzlich kann eine zu hoch dotierte Barriere die Ausbildung eines nicht gewünschten, parallelen Elektronenkanals zur Folge haben [87]. Um diese ungewollte Parallelleitung zu unterdrücken ist es nach [83] ratsam, die Barrierendicke zu optimieren und anstelle der uniformen eine δ -Dotierung zu wählen. Bei einer spannungstabilisierten Messung, d.h. wenn das Hall-Element mit einer konstanten Spannung versorgt wird, ist der Temperaturdrift durch die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmt. Die in typischen modulationsdotierten Heterostrukturen unvermeidliche starke Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit ist hauptsächlich durch Phononen-

streuung bedingt, jedoch zu einem geringen Anteil auch durch ionisierte Störstellen bei hohen Temperaturen. Wenig Anstrengung wurden bisher in die Untersuchung von Mikro-Hall Strukturen basierend auf Kanal-dotierten Heterostrukturen investiert, obwohl diese aufgrund sehr geringem Rauschens, exzellenter thermischer Stabilität und hoher Sensitivität, selbst bei Verwendung von Materialien mit hohen Driftgeschwindigkeiten in Sättigung sehr viel versprechend bezüglich potentieller Anwendungen sind [88, 89, 90].

Betrachtet man die Streuung an den ionisierten Störstellen als den dominierenden Effekt bei tiefen Temperaturen, so kann die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit durch

$$\mu_{ion} = e\langle\tau_{ion}\rangle/m^* \quad (2.41)$$

beschrieben werden, wobei $\langle\tau_{ion}\rangle$ die mittlere Relaxationszeit, e die Elementarladung und m^* die effektive Elektronenmasse sind [91] und sie ist somit durch die Temperaturabhängigkeit der Relaxationszeit bestimmt. Experimentell ergibt sich eine nahezu temperaturunabhängige Beweglichkeit im Bereich $T = 100-300$ K für stark n-dotierte Halbleiter. Um eine hohe Signal-zu-Noise Sensitivität realisieren zu können, muss zunächst die absolute Sensitivität S_A definiert werden. Diese ist für ein Hall-Element, welches mit einer konstanten Spannung versorgt wird, proportional zu seiner Breite b und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen v_d . Es ergibt sich der Zusammenhang

$$S_A = \frac{dV_H}{dB} \cong G \cdot \mu_e \cdot E \cdot b = G \cdot v_d \cdot b \quad (2.42)$$

wobei V_H die Hallspannung, B die Magnetfeldstärke, μ_e die Elektronenbeweglichkeit und E die elektrische Feldstärke sind. G stellt hierbei einen Geometriefaktor dar, welcher für typische Strukturdesigns mit $G \approx 1$ angenähert werden kann [92, 93]. Dies bedeutet, dass Materialien mit einer hohen Driftgeschwindigkeit von besonderem Interesse sind, z.B. stellt $InGaAs$ eingebaut in eine $GaAs$ -Schicht ein passendes Materialsystem dar. Aufgrund der geringeren effektiven Masse im Leitungsband und einer größeren Intervalley-Aufspaltung zwischen Γ und L Punkt ist die Driftgeschwindigkeit für $n - InGaAs$ größer als für $n - GaAs$ [94]. Des Weiteren ist das Wachstum von $InGaAs$ auf $GaAs$ aufgrund der Gitterfehlanpassung von zusätzlichen Verspannungen begleitet, was wiederum aufgrund der größeren Intervalley-Aufspaltung in $InGaAs$, eine erhöhte Elektronenbeweglichkeit und Elektronendriftgeschwindigkeit zur Folge hat. Durch gezielte δ -Dotierung der $InGaAs$ -Schicht kann außerdem eine erhöhte Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger realisiert werden [95].

Es soll nun die Rauschcharakteristik genauer betrachtet werden. Ein geringes Rauschen führt hierbei zu einem hohen SNR und somit direkt zu einem niedrigen Detektionslimit. Prinzipiell spielen in Hall Strukturen drei Arten von Rauschen eine Rolle:

thermisches (Johnson) Rauschen, Generations-Rekombinations (G-R) Rauschen und $1/f$ (flicker) Rauschen. Für *AlGaAs/GaAs* Heterostrukturen bedarf insbesondere der Materialübergang besonderer Beachtung, um die Ausbildung von Streuzentren für *Al*-Anteile größer als 0.2 zu vermeiden [90]. Flicker-Rauschen ist durch Fluktuationen der Leitfähigkeit bedingt, wobei sich die spektrale Rauschdichte S_V nach [96] zu

$$S_V = \frac{\alpha \cdot V^2}{f \cdot N} \quad (2.43)$$

ergibt, wobei V die angelegte Spannung, f die Frequenz, N die Ladungsträgeranzahl und α der Hooge-Parameter sind.

Bei der Verwendung von Hall-Strukturen zur Detektion kleiner Magnetfelder im Bereich einiger weniger mT tritt nach Gl. 2.42 bei voranschreitender Miniaturisierung der Bauteile das Problem einer abnehmenden Sensitivität auf. Der bei Magnetfeldumkehr asymmetrische Anteil der Hallspannung soll hierbei das zur Magnetfeldbestimmung detektierte Signal sein. Entscheidend für die Sensitivität des Sensors ist, wie stark sich diese Größe bei einer Variation des Magnetfeldes verändert. Bei optimiertem Geometriefaktor G und konstanter Driftgeschwindigkeit v_d wird die Sensitivität maßgeblich durch die geometrische Breite der Hallbar bestimmt. Ein zusätzlicher Effekt, welcher mit zunehmender Verkleinerung der Sensoren in Erscheinung tritt, ist das so genannte 'Quenching' des Hall-Effekts [97]. Dies bedeutet, dass sich bei Hallsensor-Breiten kleiner als 200 nm um $B = 0$ ein Plateau in der Hallspannung ausbildet, welches die Nutzbarkeit der Struktur zur Detektion kleiner Magnetfelder zerstört [98, 99, 100]. Es besteht die Möglichkeit, durch Designvariationen dieses Quenching weitestgehend zu unterdrücken [101, 102, 103]. In Abschnitt 6 wird eine neuartige Methode vorgestellt, um mit hoher Sensitivität auch kleinste Magnetfelder zu detektieren.

Kapitel 3

Superlineare Verschiebung der Schwellspannung in monolithischen Y-Schaltern

In den folgenden Kapiteln werden die experimentellen Ergebnisse der Arbeit vorgestellt. Zunächst wird in diesem Kapitel eine nichtlineare Schwellspannungs-Verschiebung in Y-Transistoren bedingt durch das Zusammenspiel zwischen klassischen Kapazitäten und Quantenkapazitäten vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 4 Messungen an monolithischen 4-Terminal-Strukturen gezeigt, welche je nach lateraler Ausdehnung der Elektronenwellenleiter verschiedene Transportcharakteristika aufweisen. Für kleine Dimensionen bildet sich eine Elektroneninsel im Verzweigungsbereich aus, was Coulomb-Blockade-Effekte zur Folge hat. Für größere Strukturen ist es möglich, bistabiles Selbstschalten zu realisieren. In Kap. 5 wird die Herstellung und die anschließende Charakterisierung von gekoppelten zweidimensionalen Elektronengasen erläutert. Basierend auf diesen werden zum einen Quantendrähte mit einer Gateeffektivität nahe eins, d.h. mit idealem Schaltverhalten, und zum anderen trocken geätzte Y-Transistoren vorgestellt, welche bistabiles Schalten bei Heliumtemperatur zeigen. Kap. 6 befasst sich abschließend mit asymmetrischen Quantendrähten unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes, welche eine ausgeprägte Asymmetrie im nichtlinearen Transport bei Magnetfeldumkehr aufweisen.

Die Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Transportstrukturen bilden modulationsdotierte Halbleiter-Heterostrukturen. Mittels Molekularstrahlepitaxie ist es möglich, HEMTs (aus dem Englischen: **H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor) mit hoher Präzision durch das atomare Aufwachsen monolageriger Schichten geeigneter Halbleitermaterialien herzustellen [104, 105, 106]. Der typische Schichtaufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt. Am 85 nm unterhalb der Oberfläche liegenden *GaAs*/*AlGaAs*-

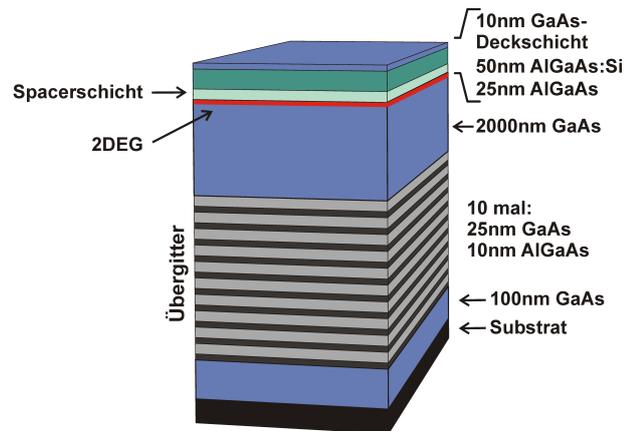


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Halbleiter-Heterostruktur, welche für die meisten im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strukturen als Grundlage diente. Das 2DEG (rot gekennzeichnet) bildet sich etwa 85 nm unterhalb der Oberfläche an der GaAs/AlGaAs-Grenzschicht aus.

Übergang bildet sich das hochbewegliche 2DEG aus (siehe hierzu auch Abb. 2.1). Zur Realisierung von eindimensionalen Systemen ist es notwendig, einen weiteren Freiheitsgrad zu entziehen. Dies wird z.B. mittels nasschemischen Ätzverfahren erreicht, wobei die benötigten Masken mittels Elektronenstrahl-Lithographie hergestellt werden. Hierbei müssen die oberen Schichten bis unterhalb des 2DEG durch das Ätzen entfernt werden, um so eine starke laterale Einschnürung des Bauteils zu erzielen [107]. Mit Ausnahme der in Abschnitt 5 verwendeten Strukturen mit zwei vertikal gekoppelten Elektronengasen basieren alle in dieser Arbeit verwendeten Bauelemente auf dieser Struktur.

In diesem Abschnitt werden die Schwellspannungs-Charakteristika sowie die Gateeffektivitäten von Y-Schaltern (YBS), welche durch vier verschiedene, lateral an den Source-Drain-Kanal gekoppelte Sidegates gesteuert werden können, analysiert. Superlineare Verschiebungen in der Schwellspannung (aus dem Englischen: Threshold Voltage: V_T), d.h. mit einer Steigung größer eins, deuten darauf hin, dass die Abschnürregion im Kanal dynamisch von den anliegenden Gatespannungen abhängt und beispielsweise durch das Variieren lediglich einer Gatespannung vom Stamm in die Äste verschoben werden kann. Um diese Schwellspannungs-Verschiebung zu erklären, wird anschließend ein Modell, basierend auf gekoppelten Quantenkapazitäten und geometrischen Kapazitäten, vorgestellt. Des Weiteren werden im Elektronenwellenleiter lokalisierte Ladungen, welche den Leitungsbandverlauf beeinflussen, untersucht. Außerdem kann eine dynamische Gateeffektivität nachgewiesen werden, welche durch

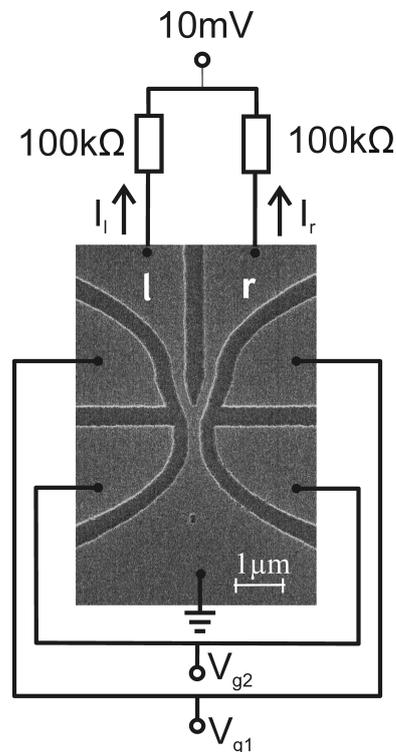


Abb. 3.2: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme (SEM, aus dem Englischen: Scanning Electron Microscope) der untersuchten Struktur und Skizze des verwendeten externen Setups.

eine Manipulation der Parameterspannungen bedingt ist.

Für die Erklärung des niederdimensionalen Transports ist in diversen Strukturen die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte Quantenkapazität notwendig. Diese kann sogar die geometrische Kapazität übersteigen und somit beispielsweise essentiell für die Funktionalität von Cooper-Paar Transistoren [108] sein. Auch in Silizium Nanodots [109] oder in Nanotube FETs [110, 111, 112] bestimmt die QC für die Funktionalität [113]. Außerdem ist die QC bei der Erklärung von Ladezuständen in gekoppelten niederdimensionalen Systemen [114] sowie zur Modellierung elektronischer Bauteile notwendig [115]. Bei der Beschreibung von 3-Terminal Bauteilen ist die QC ebenfalls von entscheidender Bedeutung, da z.B. in einem YBS die QC zu einer Verbesserung des Schaltvorgangs führt [116, 117, 118]. Somit konnte komplementäres Schalten, welches lediglich durch ein Gate kontrolliert war, realisiert werden [119], wobei die Parallelschaltung der Quantenkapazitäten hierfür ausschlaggebend ist. In einem YBS kann der Schaltvorgang sehr einfach durch das Ansteuern von externen Sidegates kontrolliert werden, wodurch Elektronen mit Hilfe des hierdurch induzierten lateralen elektrischen Feldes vom Stamm kommend in einen der beiden Äste gelenkt werden [25]. Auf diesem Prin-

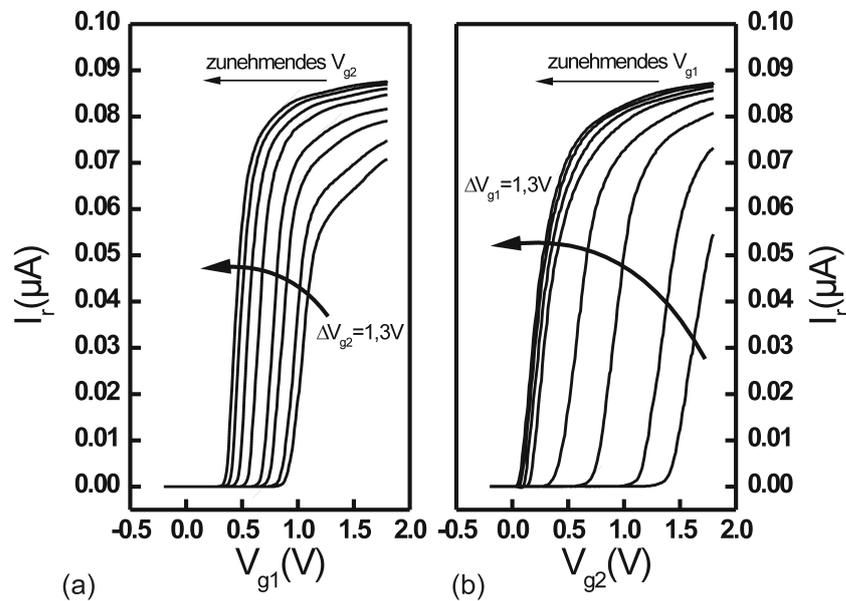


Abb. 3.3: Transfercharakteristik $I_r(V_{in})$ des rechten Astes des YBS. (a) Transfercharakteristik für $V_{g1} = V_{in}$ bei konstantem V_{g2} . (b) Transfercharakteristik für $V_{g2} = V_{in}$ bei konstantem V_{g1} .

zip basierende Schalteigenschaften wurden sowohl im Bereich geringer als auch hoher Vorwärtsspannungen demonstriert [26, 59, 62, 120]. Dieses Zusammenspiel von internen und externen Schalt-Mechanismen bestehend aus den QCs und externen Gates bietet die Möglichkeit neuartige Quanteneffekte zu beobachten. Im Folgenden soll eine Schwellspannungs-Verschiebung in der Transfercharakteristik durch ein Wechselwirkungsmodell zwischen klassischen Kapazitäten und Quantenkapazitäten erklärt werden.

Standard Hall-Messungen an der modulationsdotierten $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ Heterostruktur ergaben eine Ladungsträgerkonzentration von $n_{2DEG} = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und eine Elektronenbeweglichkeit von $\mu_{2DEG} = 1.1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für das 2DEG bei 4.2 K gemessen in Dunkelheit. Abb. 3.2 zeigt eine SEM-Aufnahme der Y-Struktur sowie eine Skizze des verwendeten elektrischen Messaufbaus. Dunkle Bereiche sind hierbei geätzte Gräben, welche den Kanalwellenleiter und die vier lateral gekoppelten Sidegates definieren. Der Stamm teilt sich über den etwa 90 nm langen Verzweigungsbereich in zwei separat ansteuerbare Astwellenleiter. Die Sidegates sind von diesem Elektro-

nenwellenleiter durch 200 nm breite und 90 nm tiefe geätzte Gräben elektrisch isoliert, welche Leckströme in die Gates verhindern. Das Bauteil kann durch vier separate Sidegates angesteuert werden, welche wie in Abb. 3.2 dargestellt, für die folgenden Messungen paarweise gekoppelt wurden. Das elektrostatische Feld, welches durch diese aufgebaut wird, kontrolliert dabei den Strom im Wellenleiter, d.h. der Stromfluss vom Stamm in die Äste wird, je nach angelegten Spannungen, entweder unterdrückt oder erhöht. Die hier vorgestellte Geometrie erlaubt es, die lokalen Schalteigenschaften des Bauteils näher zu analysieren. Die Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 10$ mV wurde über zwei externe $100\text{ k}\Omega$ Widerstände an den beiden Ästen angelegt. Die Ströme durch den linken bzw. den rechten Ast werden im Folgenden mit I_l und I_r bezeichnet, während der Stamm mit Masse verbunden war. Alle Messungen wurden bei 4.2 K durchgeführt. Es soll im Folgenden zwischen den jeweils paarweise gekoppelten oberen Gates mit V_{g1} und den unteren mit V_{g2} unterschieden werden, wobei jeweils ein Paar als Eingang genutzt wurde, während das andere auf einem konstanten Potential lag. Diese Beschaltung erlaubt die Untersuchung, inwiefern sich eine Spannungsdifferenz $V_{g1} - V_{g2}$ auf das Leitungsband des YBS auswirkt.

In Abb. 3.3 ist das Transferkennlinienfeld des rechten Astes für beide mögliche Eingangskonfigurationen dargestellt. Die Eingangsspannung wurde hierbei im Bereich $V_{g1/2} = -0.2 \dots 1.8$ V variiert, während für die Parameterspannung V_{par} konstante Werte im Bereich $1.8 \dots 0.5$ V gewählt wurden. Abb. 3.3 (a) zeigt exemplarisch einige Transfercharakteristika mit der oberen Gatespannung V_{g1} als Eingangssignal. Für kleine V_{g1} unterhalb der Schwellspannung V_T ist der Kanal abgeschnürt und es kann kein Stromfluss vom Stamm in die Äste detektiert werden. Der Wert von V_T hängt dabei von der an den unteren Gates angelegten Parameterspannung V_{g2} ab. So verschiebt sich der Wert für den rechten Ast mit zunehmendem V_{g2} von $V_T = 0.91$ V für $V_{g2} = 0.5$ V nach $V_T = 0.36$ V für $V_{g2} = 1.8$ V. Sobald $V_{g1} > V_T$, steigt der Drain-Strom linear mit V_{g1} an, wobei die maximale Transconductance im rechten Ast für $V_{g2} = 0.5$ V $g_{max} \approx 0.28 \mu\text{S}$ beträgt. Einer Erhöhung der, an den unteren Gates angelegten Parameterspannung auf $V_{g2} = 1.8$ V führt zu einer Zunahme der Transconductance auf $g_{max} \approx 0.43 \mu\text{S}$. Somit ist die Transconductance nicht konstant sondern ebenfalls abhängig von V_{g2} . Diese Beobachtung lässt auf eine Änderung der Gateeffektivität mit der Spannung V_{g2} schließen.

In Abb. 3.3 (b) sind die Transfercharakteristika für das Schalten der unteren Gates mit der angelegten Spannung V_{g2} dargestellt. Wiederum setzt ab $V_{g2} = V_T$ der Stromfluss ein, wobei sich V_T mit einer Variation der Parametereinstellung $V_{g1} = 0.5 \dots 1.8$ V im Bereich $V_T = 1.41 \dots 0.07$ V verschiebt. Verbunden mit der Schwellspannungsverschiebung ist der Übergang von einem Bereich mit niedriger zu hoher Transduc-

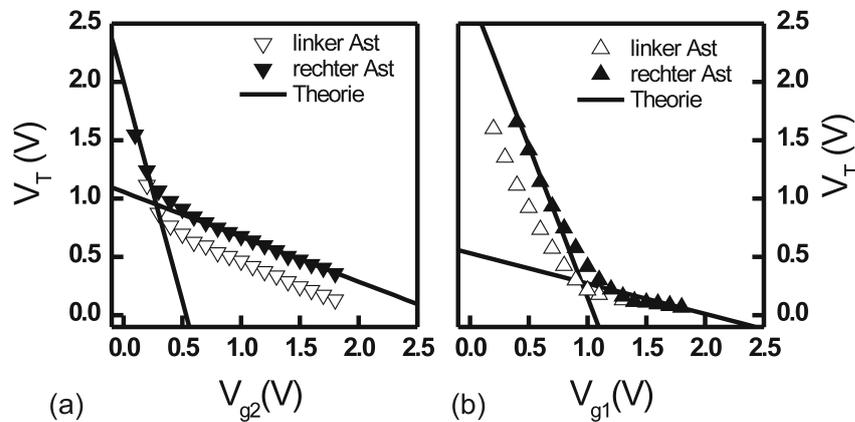


Abb. 3.4: Dargestellt sind die, aus Abb. 3.3 (b) extrahierten Schwellspannungen für die beiden Äste in beiden Eingangskonfigurationen. (a) $V_{g1} = V_{in}$ und $V_{g2} = konst..$ (b) $V_{g2} = V_{in}$ und $V_{g1} = konst..$ Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus dem vorgestellten Modell.

tance, d.h. von $g_{max} \approx 0.15 \mu\text{S}$ bei $V_{g2} = 0.5 \text{ V}$ zu $g_{max} \approx 0.26 \mu\text{S}$ bei $V_{g2} = 1.8 \text{ V}$. Für die unteren Gates als Eingang ist die Verschiebung der Schwellspannung deutlich größer als bei Verwendung der oberen. Die beobachtete Schwellspannungsverschiebung ist dabei $\Delta V_T = 1.34 \text{ V}$ für $\Delta V_{g1} = 1.3 \text{ V}$ gegenüber $\Delta V_T = 0.55 \text{ V}$ für $\Delta V_{g2} = 1.3 \text{ V}$.

Um diese Schwellspannungs-Verschiebung im Detail zu analysieren, sind in Abb. 3.4 die extrahierten Schwellspannungen V_T für beide Äste sowohl für das Schalten mit den unteren als auch für das Schalten mit den oberen Gates als Funktion der jeweils anliegenden Parameterspannungen dargestellt. Bei Nutzung der unteren Gates mit V_{g2} als konstantem Parameter und der Spannung V_{g1} als Eingang (siehe Abb. 3.4 (a)) beträgt die Steigung für beide Äste $\Delta V_T / \Delta V_{g2} = -0.4$ für Werte $V_{g2} > 0.5 \text{ V}$, wobei sich die absoluten Werte von V_T deutlich unterscheiden. Eine Variation von V_{g2} zu niedrigeren Werten führt zu einer Zunahme der Steigung auf $\Delta V_T / \Delta V_{g2} = -5.2$ für beide Äste, wobei die absoluten Werte der beiden Äste hier identisch sind. Bei der Verwendung von V_{g2} als Eingang kann ein umgekehrtes Verhalten beobachtet werden. Es sind nun sowohl die absoluten Werte der Schwellspannung als auch die Steigung $\Delta V_T / \Delta V_{g1} = -0.19$ für große Werte von V_{g1} (d.h. für $V_{g1} > 1 \text{ V}$) in beiden Ästen identisch. Eine Reduzierung der Parameterspannung V_{g1} führt zu einer Zunahme des

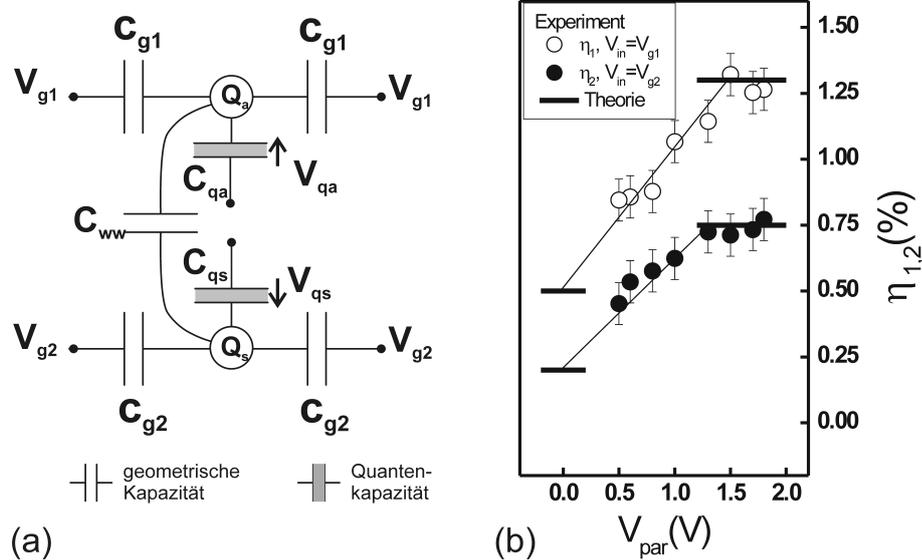


Abb. 3.5: (a) Kapazitives Netzwerk zur modellhaften Beschreibung des Schaltfeldes. Die angelegten Gatespannungen sind $V_{g1/2}$. Die geometrischen Kapazitäten der Gates sind C_{g1} und C_{g2} , sowie die Quantenkapazitäten von Ast und Stamm C_{qa} und C_{qs} sind ebenfalls dargestellt. Außerdem werden lokalisierte Ladungen sowie die kapazitive Kopplung zwischen Ast und Stamm (C_{ww}) berücksichtigt. (b) Gateeffektivitäten bei der Steuerung des rechten Astes für verschiedene Parameterspannungen bei $V_{g1} = V_{in}$ (\circ) und $V_{g2} = V_{in}$ (\bullet).

Anstiegs der Schwellspannung, welcher schließlich bei $\Delta V_T / \Delta V_{g1} = -2.5$ sein Maximum erreicht, wobei die Absolutwerte der Schwellspannungen sich in diesem Bereich geringer Spannungen nun unterscheiden. Es soll hierzu noch angemerkt werden, dass eine Steigung mit Betrag größer als eins bedeutet, dass die Verschiebung der Schwellspannung die negative Variation der jeweiligen Parameterspannung übersteigt.

Es wird nun ein theoretisches Modell beschrieben, welches die Spannungsabhängigkeit von Schwellspannung und Gateeffektivität erklärt. Abb. 3.5 (a) zeigt ein Ersatzschaltbild mit den Quantenkapazitäten C_{qs} und C_{qa} des Stamms bzw. des Astes. Diese beschreiben die Fähigkeit der Wellenleiter, mobile Ladungsträger Q_m zu führen. Die Spannungsabfälle über den QCs V_{qs} und V_{qa} können mit einer Änderung des Leitungsbandmaximums $\Delta\Phi_S$ und $\Delta\Phi_A$ des Stamms oder der Äste nach $\Delta V_{qs,qa} = \Delta Q_{s,a} / C_{qs,a} = (\Delta\mu_{s,a} - \Delta\Phi_{s,a}) / e$ in Verbindung gebracht werden. Hier-

bei ist $\Delta\mu_{s,a}$ die Änderung des elektrochemischen Potentials, welche im Folgenden als Referenz gleich Null gesetzt wird. Die Sidegate-Spannungen V_{g1} und V_{g2} beeinflussen die Spannungsabfälle über den QCs V_{qs} und V_{qa} mittels der geometrischen Kapazitäten der Sidegates C_{g1} und C_{g2} . Zusätzlich dazu ist der Stamm mittels der Wechselwirkungs-Kapazität C_{ww} kapazitiv an den Ast gekoppelt. Des Weiteren zeigt sich, dass zusätzliche im Ast- oder Stammbereich lokalisierte Ladungen Q_a und Q_s wichtig zur Beschreibung der experimentellen Daten sind. Diese Ladungen sind im Gegensatz zu Q_m nicht beweglich und tragen somit nicht direkt zum Stromfluss bei. Die Berechnung der Spannungsabfälle V_{qs} und V_{qa} über den Quantenkapazitäten führt zu:

$$V_{qs} = \frac{(2C_{g1} + C_{qa})(Q_s + 2C_{g2}V_{g2}) + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g1}V_{g1} + 2C_{g2}V_{g2})}{N} \quad (3.1)$$

und

$$V_{qa} = \frac{(2C_{g2} + C_{qs})(Q_a + 2C_{g1}V_{g1}) + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g1}V_{g1} + 2C_{g2}V_{g2})}{N} \quad (3.2)$$

mit

$$N = 2C_{ww}C_{g1} + 2C_{ww}C_{g2} + 4C_{g1}C_{g2} + C_{ww}C_{qa} + 2C_{g2}C_{qa} + C_{ww}C_{qs} + 2C_{g1}C_{qs} + C_{qa}C_{qs} \quad (3.3)$$

Im Folgenden konzentriert sich die Betrachtung auf den Transportkanal, welcher vom Stamm und dem rechten Ast gebildet wird. Es lassen sich dann die beiden Fälle unterscheiden, dass sich das Maximum des Leitungsbands entweder im Stamm oder im Ast befindet. Für den Fall, dass die Schwellspannung in beiden Ästen identisch ist, muss diese durch eine Barriere, welche auf beide Äste gleichermaßen Einfluss ausübt bedingt sein. Eine derartige Barriere muss daher im Stamm lokalisiert sein. Dies bedeutet, dass sich das Leitungsbandmaximum des YBS für die Parameterbereiche $V_{g2} < 0.5$ und $V_{g1} > 1V$ im Stamm befindet und das Schalten wird durch den Spannungsabfall V_{qs} über der Quantenkapazität im Stamm C_{qs} bestimmt.

Um die Abhängigkeit der Schwellspannung von den verschiedenen Parameterspannungen V_{g1} und V_{g2} zu erhalten, wird Gleichung 3.1 in die Form $V_{qs1,2} = \eta_{qs1,2}(V_{g1,2} - V_{Tqs1,2})$ umgeschrieben und man erhält

$$V_{Tqs1} = -\frac{(2C_{g1} + C_{qa})(Q_s + 2C_{g2}V_{g2}) + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g2}V_{g2})}{2C_{ww}C_{g1}} \quad (3.4)$$

und

$$V_{Tqs2} = -\frac{(2C_{g1} + C_{qa})Q_s + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g1}V_{g1})}{2C_{g2}(C_{ww} + 2C_{g1} + C_{qa})} \quad (3.5)$$

Es zeigt sich, dass diese beiden Schwellspannungen aufgetragen über der jeweiligen Parameterspannung inverse Steigungen aufweisen und linear mit dieser skalieren. Dies wird in perfekter Übereinstimmung durch die experimentellen Daten bestätigt, wie es in Abb. 3.4 (a) und (b) durch den linearen Fit in den entsprechenden Bereichen angedeutet ist.

Entsprechend der vorangegangenen Argumentation muss für die Bereiche unterschiedlicher Schwellspannungen der beiden Astströme (nach Abb. 3.4 für $V_{g2} > 0.5$ V und $V_{g1} < 1.0$ V) die dominierende Barriere direkt in den Ästen liegen. Somit existieren zwei verschiedene Leitungsband-Maxima, welche im jeweiligen Ast lokalisiert sind. Eine derartige Barriere beeinflusst die leitfähigen Äste in unterschiedlicher Weise, was eine Differenz der Schwellspannungen zur Folge hat. Das Schalten wird hier durch den Spannungsabfall V_{qa} über der Quantenkapazität im Ast C_{qa} bestimmt. Schreibt man nun Gleichung 3.2 in die entsprechende Form $V_{qa1,2} = \eta_{qa1,2}(V_{g1,2} - V_{Tqa1,2})$, so gilt für die Schwellspannungen

$$V_{Tqa1} = -\frac{(2C_{g2} + C_{qs})Q_a + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g2}V_{g2})}{2C_{g1}(C_{ww} + 2C_{g2} + C_{qs})} \quad (3.6)$$

und

$$V_{Tqa2} = -\frac{(2C_{g2} + C_{qs})(Q_a + 2C_{g1}V_{g1}) + C_{ww}(Q_a + Q_s + 2C_{g1}V_{g1})}{2C_{ww}C_{g2}}. \quad (3.7)$$

Es ergebend sich wiederum zwei lineare Gleichungen, die bei der Wahl der jeweils anderen Gates als Eingang erneut eine inverse Steigung aufweisen. Dies wird durch die experimentellen Beobachtungen verifiziert.

Die Gateeffektivität ist definiert als $\eta_{qa,s,1,2} = \Delta V_{qa,qs} / \Delta V_{g1,2}$ und kann aus dem Subthreshold-Swing $S = \frac{kT}{e\eta} \cdot \ln[10]$ berechnet werden, der der Gatespannung $\Delta V_{g1,g2}$ entspricht, die eine Erhöhung des Stroms um den Faktor zehn im Subthreshold-Regime hervorruft, wobei kT/e die thermische Energie ist. Es ergibt sich für die Gateeffektivitäten

$$\begin{aligned} \eta_{qs1} &= 2C_{ww}C_{g1}/N, \\ \eta_{qs2} &= 2(C_{ww}C_{g2} + 2C_{g1}C_{g2} + C_{g2}C_{qa})/N, \\ \eta_{qa1} &= 2(C_{ww}C_{g1} + 2C_{g1}C_{g2} + C_{g1}C_{qs})/N, \\ \eta_{qa2} &= 2C_{ww}C_{g2}/N. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Abb. 3.5 (b) zeigt die verschiedenen Gateeffektivitäten als Funktion der jeweiligen angelegten Parameterspannung, welche aus dem Subthreshold-Swing berechnet wurden

[121]. Die durchgezogenen Linien zeigen die nach Gln. 3.8 theoretisch berechneten Effektivitäten. Weiterhin wurden mit Hilfe der Gln. 3.4 bis 3.7 die Schwellspannungen in Abb. 3.4 gefittet, wobei die geometrischen Kapazitäten als $C_{g1} = 1.0$ aF und $C_{g2} = 2.5$ aF, wie für einen eindimensionalen Quantendraht, der von lateralen Sidegates gesteuert wird bekannt ist, angenommen [122] (siehe durchgezogene Linien in Abb. 3.4). Die beste Übereinstimmung der experimentellen mit den theoretischen Daten ergab sich für $Q_a \approx 12e$, $Q_s \approx 9e$, $C_{qa} = 55$ aF, $C_{qs} \approx 0.6$ pF und $C_{ww} \approx 0.1$ pF. Die höhere Gateeffektivität der oberen Gates $\eta_1 \approx 1.65 \cdot \eta_2$ würde zunächst eine höhere geometrische Kapazität der oberen Sidegates verglichen mit den unteren erwarten lassen, jedoch gilt $C_{g1} \approx 0.4 \cdot C_{g2}$.

Dieser Effekt kann anhand der durchgeführten Modellrechnungen durch ein Zusammenspiel der geometrischen Kapazitäten und der Quantenkapazitäten erklärt werden. Offensichtlich beeinflussen die Quantenkapazitäten das Schalten des YBS signifikant, was zur Folge hat, dass die Quantenkapazität im Astbereich den Einfluss der geometrischen Kapazität übersteigt und so zu einem effektiveren Schalten der oberen Gates führt. Die superlineare Verschiebung der Schwellspannung kann nun folgendermaßen erklärt werden. Die lokalisierten Ladungen Q_a und Q_s definieren die Schwellspannung für Null Gatespannung. Je kleiner die Parameterspannungen sind, desto größer sind die Schwellspannungen. Erhöht man die Parameterspannung über einen kritischen Wert, so ist es möglich das Leitungsbandmaximum des Stamms unter das Leitungsbandmaximum der Äste zu bringen und umgekehrt. Die beobachtete superlineare Verschiebung kann somit durch die räumliche Verschiebung des Leitungsbandmaximums vom Stamm in die Äste und umgekehrt, kontrolliert durch die Spannungsdifferenz zwischen oberen und unteren Gates, erklärt werden.

Zusammenfassend konnte in diesem Kapitel ein analytisches Modell entwickelt werden, welches die experimentellen Daten sehr gut beschreibt. Dieses beinhaltet einerseits zusätzliche lokalisierte Ladungen und andererseits QCs aufgrund der endlichen Zustandsdichte im eindimensionalen Wellenleiter. Das Schalten wird hierbei von zwei in erster Näherung voneinander unabhängigen Barrieren im Stamm- und Astbereich bestimmt. Die ausgeprägte superlineare Schwellspannungs-Verschiebung ist dabei einerseits durch das Zusammenspiel von internen und externen Schalt-Mechanismen und außerdem durch zusätzliche lokalisierte Ladungen bestimmt. Es zeigt sich, dass der Einfluss der QCs hierbei der dominierende Effekt verglichen mit den geometrischen Kapazitäten ist und dass die lokalisierten Ladungen im Bauelement eine superlineare Verschiebung der Schwellspannungen bedingen.

Kapitel 4

Transport in monolithischen 4-Terminal Strukturen

Im Folgenden werden die im vorangegangenen Kapitel untersuchten Y-Strukturen um einen Anschluss erweitert, so dass sich nun Vier-Terminal Strukturen ergeben, welche die Form eines X aufweisen und deshalb im Folgenden auch als 'X-Schalter' bezeichnet werden. Hierdurch ist es möglich, durch gezielte Ansteuerung des zusätzlichen vierten Elektronen-Wellenleiters Einfluss auf das Schaltverhalten des Bauteils zu nehmen. Diese zusätzliche Eingangsstufe kann als dynamisches Quantengate dienen, dessen Effektivität vom Abstand der darin akkumulierten Elektronen zum Kanal bestimmt wird (siehe Abschnitt 2.2.3). Durch das Induzieren einer elektrostatischen Barriere können diese vom Verzweigungspunkt fern gehalten werden, was einer niedrigen Gateeffektivität entspricht und umgekehrt können sie durch Injektion bis auf wenige nm an den Verzweigungsbereich heran gelangen. Zunächst werden in Abschnitt 4.1.1 die Ergebnisse von Coulomb-Blockade-Messungen an eng geätzten X-Schaltern vorgestellt. Diese Resultate lassen sich durch die Ausbildung eines künstlichen Quantenpunkts im Verzweigungsbereich der Struktur erklären. Es war hierbei möglich, anhand des Stabilitätsdiagramms der Struktur die relevanten Bauteil-Parameter zu bestimmen. Des Weiteren konnte für gewisse Spannungsbereiche ein negativer differentieller Leitwert beobachtet werden (Abschnitt 4.1.2). Im abschließenden Abschnitt 4.2 dieses Kapitels wird anschließend bistabiles Schalten in größeren Strukturen demonstriert, welches auf das effiziente Schalten eines Quantengates zurückzuführen ist.

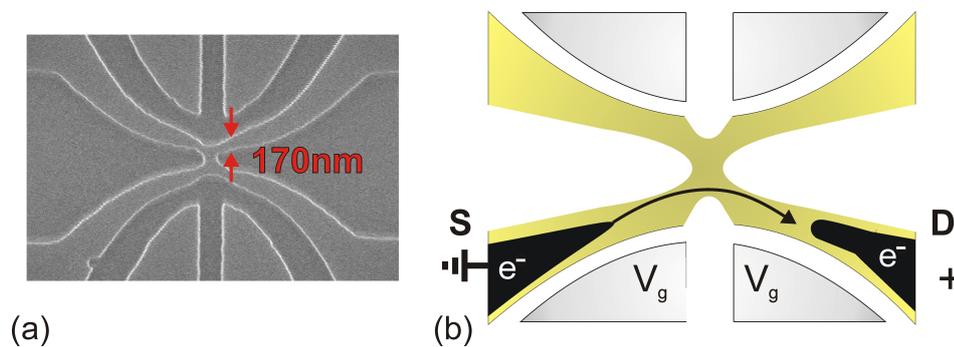


Abb. 4.1: (a) SEM-Aufnahme der untersuchten X-Struktur. Dunkle Bereiche symbolisieren hierbei isolierende geätzte Gräben mit Hilfe derer die aktive Struktur definiert wird. (b) Schematische Skizze der untersuchten Struktur mit verwendetem Messaufbau. Die Elektronenreservoirs sind durch schwarze Gebiete symbolisiert und der Elektronenfluss ist durch den schwarzen Pfeil angedeutet.

4.1 Künstliche Atome in X-Schaltern

4.1.1 Coulomb-Blockade in engen Verzweigungen

Zunächst sollen X-Schalter mit einer geometrischen Weite von etwa 170 nm in den Zuleitungen untersucht werden. Der Schichtaufbau sowie die Probenstrukturierung sind analog zu den im vorangegangenen Kapitel 3 verwendeten Y-Strukturen. Das $2DEG$ war wiederum 85 nm unter der Oberfläche lokalisiert und die isolierenden Gräben hatten in diesem Fall eine geometrische Weite von 270 nm. Zur Steuerung der Kanalleitfähigkeit standen erneut vier laterale Sidegates zur Verfügung, welche einzeln angesteuert werden konnten (siehe Abb. 4.1 (a)).

Zur Charakterisierung der Transporteigenschaften wurden Messungen bei $T = 4.2$ K und in Dunkelheit durchgeführt, wobei am Drain-Ast eine Vorwärtsspannung V_d anlag, während der gegenüberliegende, auf Erdpotential liegende Ast, als Source-Reservoir diente. Die weiteren Zugänge wurden für die erste Charakterisierung nicht angeschlossen. Die Beschaltung des Bauteils ist schematisch in Abb. 4.1 (b) dargestellt. Die Ströme durch die einzelnen Anschlüsse der Struktur wurde mit Hilfe externer $10\text{ k}\Omega$ Widerstände detektiert. Aufgrund der relativ kleinen Ausdehnung der Elektron-Wellenleiter ist davon auszugehen, dass die Äste nicht widerstandslos an den Verzweigungspunkt gekoppelt sind. Es bildet sich im Verzweigungspunkt eine künstlich definierte Elektroneninsel, d.h. Quantenpunkt, aus, welche kapazitiv an die Zuleitungen gekoppelt ist. Zunächst wurde für kleine Vorwärtsspannungen im Bereich einiger mV die Gatespannung V_g , welche an den zum Kanal nächstgelegenen Sidegates angelegt wurde, variiert.

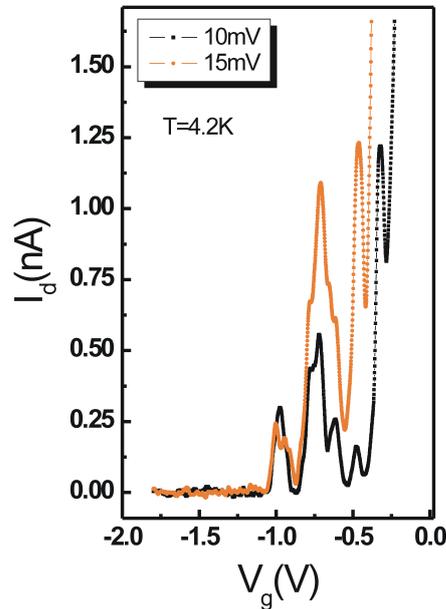


Abb. 4.2: Transferkennlinien des X-Schalters für zwei verschiedene Vorwärtsspannungen $V_d = 10$ mV und $V_d = 15$ mV gemessen bei $T = 4.2$ K. Im Einsatzbereich sind ausgeprägte Coulomb-Oszillationen zu beobachten.

In Abb. 4.2 sind die entsprechenden Transferkennlinien exemplarisch für zwei verschiedene Drain-Spannungen von $V_d = 10$ mV und $V_d = 15$ mV dargestellt. Für kleine Gatespannungen ist der Kanal zunächst abgeschnürt und es ist kein Stromfluss von Source nach Drain detektierbar. Ab einer Schwellspannung von etwa $V_g = -1.1$ V setzt ein Stromfluss ein, welcher jedoch bei einer weiteren Erhöhung erneut unterdrückt wird bis der Drain-Strom bei $V_g = -0.9$ V wieder vollständig abgeklungen ist. Eine weitere Erhöhung der Gatespannung über $V_g = -0.85$ V führt schließlich erneut zu einem Einsetzen des Stromflusses. Es kann auch im weiteren Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie das erneute Auftreten von Strom-Minima beobachtet werden, welche jedoch für höhere Werte der Drain-Spannung nicht mehr zu einer kompletten Abschnürung des Stromes führen.

Dieser Verlauf der Transferkennlinie ist eine direkte Folge der Ausbildung einer Elektroneninsel im Verzweigungsbereich des X-Schalters. Durch die sehr geringe geometrische Weite der Äste ist, wie bereits zu Beginn des Abschnitts kurz angedeutet, der Verzweigungspunkt kapazitiv an die Reservoirs angeschlossen und es bildet sich im Bereich der Verzweigung eine Elektroneninsel aus, welche kapazitiv über zwei Tunnel-

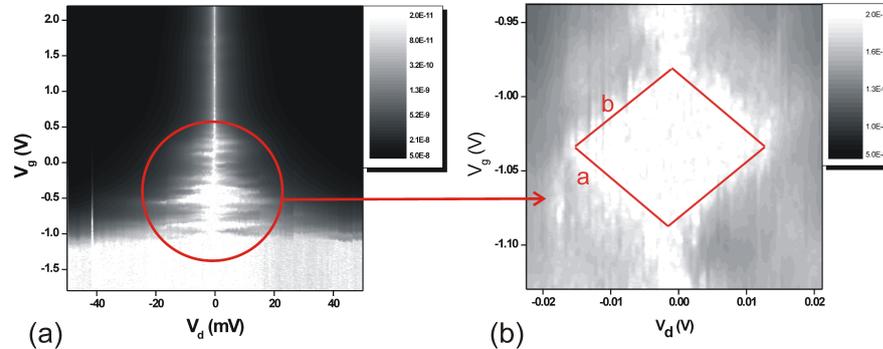


Abb. 4.3: (a) Konturplot des Drain-Stroms durch die Struktur. Weiße Flächen stellen dabei diejenigen Bereiche mit unterdrücktem Stromtransport aufgrund von Coulomb-Blockade dar. (b) Ausschnitt des ersten CB-Bereichs.

barrieren an die Reservoire angekoppelt ist. Der beobachtete Verlauf der Transferkennlinie ist hierbei eine direkte Folge der Quantisierung basierend auf der lateralen Einschnürung der Elektronen zwischen den Barrieren. Elektronen können für bestimmte Spannungsbereiche von Source, entsprechend den Betrachtungen in Abschnitt 2.3 auf die Insel tunneln. Wird diese Insel nun durch eine Erhöhung der Gatespannung, welche zu einer Verschiebung der Energieniveaus zwischen den Barrieren führt, mit einem Elektron besetzt, so verhindert der dort erläuterte Mechanismus der Coulomb-Blockade den weiteren Transport von Elektronen auf diese Insel und der Strom nimmt wiederum ab.

Nimmt man diese Transfercharakteristika für weitere Vorwärtsspannungen auf, so lässt sich der Strom durch das Bauelement in einem Konturplot darstellen, um auf diese Art Strukturparameter, wie etwa die Kapazität der Insel sowie deren Größe, zu bestimmen. In Abb. 4.3 (a) ist der Strom als Funktion der Drain-Spannung V_d und der Gatespannung V_g dargestellt. Der untersuchte Bereich der Vorwärtsspannung war $V_d = -50 \dots 50$ mV und als Eingangsbereich wurde $V_g = -1.5 \dots 2.2$ V gewählt. Weiße Gebiete entsprechen in dieser Darstellung transport-geblockten Bereichen mit niedrigem Leitwert bzw. niedrigem Stromfluss in der Struktur aufgrund der hier auftretenden Coulomb-Blockade [69]. Demgegenüber findet in dunkel eingefärbten Bereichen der Stromtransport bevorzugt statt. In Abb. 4.3 (b) ist der Bereich des ersten transport-geblockten Bereichs vergrößert dargestellt, um diesen detaillierter analysieren zu können. Es sind klare rautenförmige Muster symmetrisch um $V_d = 0$ zu erkennen, in denen der Stromtransport unterbunden ist.

Die Steigung des Coulomb-Diamanten in Abb. 4.3 (b) ermöglichen es, die kapazitiven Kopplungen der Elektroneninsel zu Drain C_D und Gate C_G sowie ihre Kapazität C und ihre Ladeenergie E_C zu ermitteln. $\Delta V_{g,i}$ bezeichnet hierbei die Änderung der Gatespannung entlang der Linie i , d.h. die Differenz aus der Gatespannung am Endpunkt und am Startpunkt von i . Entsprechend ist $\Delta V_{d,i}$ die Änderung der Vorwärtsspannung entlang der Linie i . Durch die Bestimmung des Abstandes zweier Leitwertmaxima $\Delta\mu$ in Abhängigkeit von der Gatespannung V_g ergibt sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen Gatespannung und Ladeenergie [123, 124]:

$$\Delta\mu = e\alpha\Delta V_g = e\frac{C_G}{C}\Delta V_g \quad (4.1)$$

α ist hierbei der so genannte Konversionsfaktor, welcher eine Relation zwischen der Energie und der Skala der Gatespannung herstellt. Die zur Ermittlung von α benötigte Kapazität C kann durch die Selbstkapazität einer kreisförmigen, metallischen Scheibe mit Radius r , welche durch $C = 8\varepsilon_r\varepsilon_0r$ gegeben ist, angenähert werden, wobei ε_r die Dielektrizitätskonstante ist [69]. Die kapazitive Kopplung des Gates an die Elektroneninsel C_G ist hierbei ausschlaggebend für die Effizienz der Steuerung der Energieniveaus in der Insel. Für kleinere α ist eine größere Gatespannung zur Veränderung des Energiespektrums nötig. Schlecht angekoppelte Gates werden somit durch kleine α gekennzeichnet.

Die Steigungen der Raute entlang Ihrer Begrenzungen a und b besitzen folgende Werte:

$$\Delta V_{d,a} = 0.0125 \text{ V}, \Delta V_{g,a} = -0.059 \text{ V} \quad (4.2)$$

$$\Delta V_{d,b} = 0.0149 \text{ V}, \Delta V_{g,b} = 0.0559 \text{ V} \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow \Delta V_g = 0.115 \text{ V} \quad (4.4)$$

Der Konversionsfaktor α ist aus Gleichung 4.1 bekannt, und in Verbindung mit nachstehenden Formeln lassen sich sämtliche Kenngrößen der Elektroneninsel durch die graphische Auswertung bestimmen [124, 125]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_{g,a}}{\Delta V_{d,a}} &= -\frac{C_D}{C_G} = -4.72 \\ \frac{\Delta V_{g,b}}{\Delta V_{d,b}} &= -\frac{C - C_D}{C_G} = 3.75 \\ \alpha &= \frac{\Delta V_d^a \Delta V_d^b}{\Delta V_d^a \Delta V_g^b - \Delta V_d^b \Delta V_g^a} = \left(\frac{\Delta V_{g,b}}{\Delta V_{d,b}} - \frac{\Delta V_{g,a}}{\Delta V_{d,a}} \right)^{-1} = 0.118 \end{aligned} \quad (4.5)$$

Hieraus ergibt sich für die Strukturparameter:

$$\begin{aligned}
 \text{Ladeenergie:} & E_C = e \cdot \alpha \cdot \Delta V_g = 15 \text{ meV} \\
 \text{Kapazität der Insel:} & C = \frac{e^2}{E_C} = 10.5 \text{ aF} \\
 \text{Kapazitive Kopplung an das Gate:} & C_G = \alpha \cdot C = 1.28 \text{ aF} \\
 \text{Kapazitive Kopplung an Drain:} & C_D = -\frac{\Delta V_g}{\Delta V_d} \cdot C_G = 5.13 \text{ aF} \\
 \text{Radius der Insel:} & r = \frac{C_I}{8\epsilon_0\epsilon} \approx 11 \text{ nm} \\
 & \rightarrow \varnothing = 22 \text{ nm} \tag{4.6}
 \end{aligned}$$

Es zeigt sich also dass die künstliche Elektroneninsel nahezu im Zentrum der Struktur lokalisiert ist, da $C_D \approx 1/2C$. Somit ist die Kapazität gegen Source C_S ungefähr gleich der Kapazität gegen Drain C_D . Es konnte somit durch die Analyse der Coulomb-Rauten gezeigt werden, dass sich in engen X-Schaltern eine künstliche Elektroneninsel ausbildet, welche über zwei Tunnelbarrieren kapazitiv an Source und Drain gekoppelt ist und sich wie ein Quantenpunkt verhält. Bei entsprechender Spannungskonfiguration findet ein Elektronentransport über die Insel statt. Die Insel besitzt eine elektronische Größe von 22 nm und ist kapazitiv an das Gate gekoppelt. Die Ladeenergie liegt in der Größenordnung realer Quantenpunkte [123, 126].

4.1.2 Negativer Differentieller Leitwert

Für effektiv kleinere Quantenpunkte als die in Abschnitt 4.1.1 untersuchten, konnte ein negativer differentieller Leitwert beobachtet werden. Abb. 4.4 zeigt die verwendete Struktur zusammen mit dem externen Kontaktlayout. Der zur Messung verwendete Messaufbau ist in Abb. 4.5 (a) schematisch dargestellt. Die X-Strukturen wurden dabei mit der Konstantspannung $V_{g,2} = 2.5 \text{ V}$ versorgt, um die Leitfähigkeit des Systems zu erhöhen. Zunächst wurde in Abb. 4.5 (b), wie bereits im vorangegangenen Abschnitt, die Transfercharakteristik mit V_{g1} als Eingangsspannung aufgezeichnet, wobei der Arbeitspunkt bei positiveren Eingangsspannungen liegt. Bis zu einem Wert von $V_{g1} = 2.0 \text{ V}$ ist der Kanal geschlossen und es kann kein Stromfluss detektiert werden. Bei Werten von $V_g = 3.0 \text{ V}$ tritt dann zunächst das erste relative Maximum von I_d auf, wobei dieser Strom anschließend wieder bis auf Null abfällt. Das zweite Maximum ist schließlich bei einem Wert von $V_{g1} = 5.0 \text{ V}$ zu beobachten, wobei anschließend der Strom, je nach angelegter Vorwärtsspannung analog zu 4.1.1, reduziert und für kleine Vorwärtsspannungen der Stromtransport komplett unterdrückt wird. Der zugrunde liegende Mechanismus entspricht wieder dem in Abschnitt 4.1.1 bereits ausführlich erläuterten.

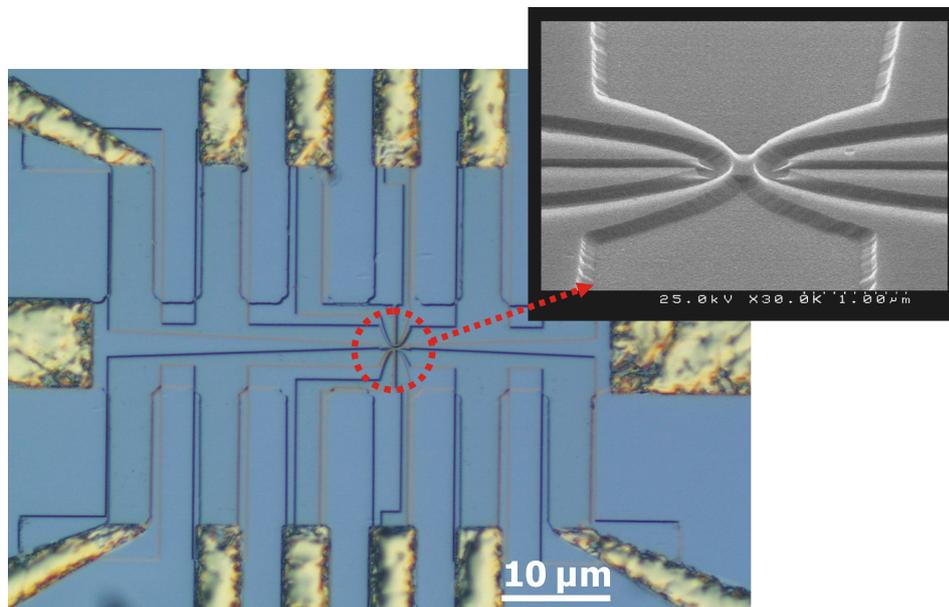


Abb. 4.4: Mikroskopische Aufnahme der externen Kontaktstruktur wobei die Zuleitungen des Bauteils deutlich zu erkennen sind. Einsatz: SEM-Aufnahme des X-Schalters mit den vier lateral gekoppelten Sidegates und der X-förmigen Wellenleiterstruktur.

Im Folgenden soll bei konstanter Gatespannung die Drainspannung V_d als Eingangsspannung dienen. Diese wurde im Bereich $V_d = 40 \dots -40 \text{ mV}$ variiert, während die Parameterspannung an den Sidegates $V_{g1} = 2.0 \dots 6.0 \text{ V}$ betrug. Abb. 4.6 (a) zeigt das Kennlinienfeld $I_d(V_d)$ für verschiedene Gatespannungen im Bereich $V_{g1} = 3.0 \dots 3.25 \text{ V}$, d.h. für den Bereich in dem das erste Strommaximum in Abb. 4.5 zu beobachten ist. Es treten hierbei Peaks für beide Polaritäten der Vorwärtsspannung V_d auf. Eine Erhöhung der Gatespannung führt zu einer Erhöhung des Peak-Stroms I_P . Es kann also der Strom durch den künstlichen Quantenpunkt durch eine angelegte Gatespannung beeinflusst werden. Das Teilbild von Abb. 4.6 (a) zeigt den Peak-Strom in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung. Dieser nimmt zunächst bei Erhöhung der Gatespannung zu und sättigt schließlich ab $V_g = 3.3 \text{ V}$ bei einem Wert von ca. $I_P = 0.18 \text{ nA}$, wobei in diesem Bereich der ausgeprägte Peak in eine Stufe übergeht.

Für den zweiten, deutlicher ausgeprägten Peak der Transferkennlinie aus Abb. 4.5 ist das entsprechende Ausgangskennlinienfeld in Abb. 4.6 (b) für den Bereich $V_{g1} = 5.2 \dots 5.7 \text{ V}$ dargestellt. Es ist hierbei die Entstehung einer Quantisierungsstufe für Drainspannungen um $V_d = 10 \text{ mV}$ mit steigender Gatespannung zu beobachten. Eine weitere Erhöhung der Gatespannung führt schließlich sogar zu einem fallenden Anteil

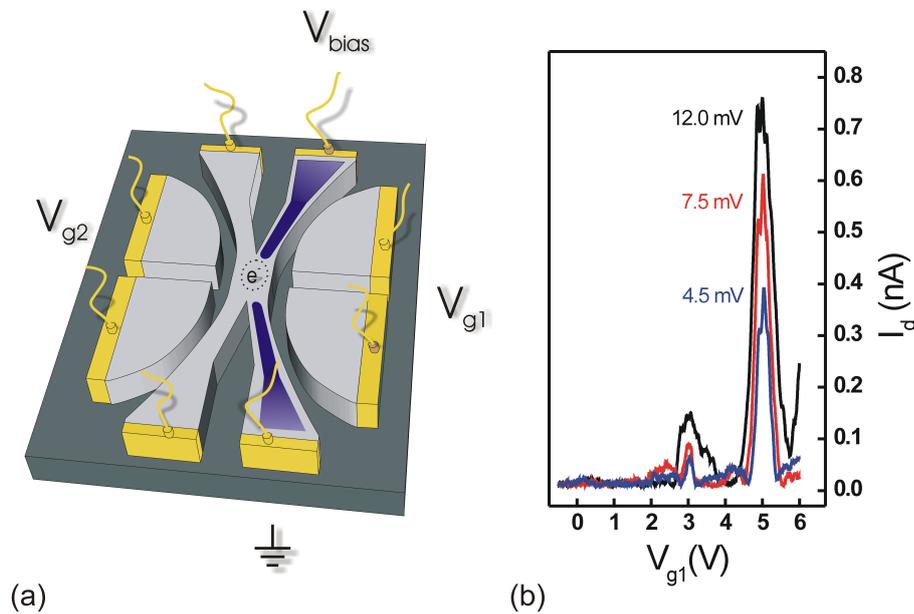


Abb. 4.5: (a) Schematische Darstellung der untersuchten Struktur mit verwendetem Messaufbau. Im zentralen Teil bildet sich eine Elektroneninsel aus, welche elektrisch durch zwei Tunnelbarrieren von Source und Drain isoliert ist. Die Penetrationsgebiete der Elektronen sind durch die blauen Bereiche dargestellt. Die Elektroneninsel stellt hierbei zunächst einen verbotenen Bereich dar und kann erst ab einer bestimmten Gatespannung mit Elektronen besetzt werden. Die rechten Sidegates dienen hierbei als Eingangssignal, während die linken zur Erhöhung des Leitwerts der Struktur auf konstantem positivem Potential gehalten werden. (b) Transferkennlinien des X-Schalters für verschiedene Drainspannungen von $V_d = 4.5, 7.5$ und 12 mV gemessen bei $T = 4.2$ K.

des Drain-Stroms I_d als Funktion von V_{g1} . Dies bedeutet, dass der Leitwert der Struktur bei einer Erhöhung der Drain-Spannung abnimmt und so der differentielle Leitwert $G = dI_d/dV_d$ negative Werte annimmt. Dieser Effekt ist in der Literatur unter dem Begriff 'negativer differentieller Leitwert' (NDC, aus dem Englischen: 'Negative Differential Conductance') bekannt. Dieser Anteil der Kennlinie, welcher eine negative Steigung aufweist erreicht für $V_{g1} = 5.6$ V sein Maximum von $g = -40$ nS. Anschließend wird der Verlauf flacher und die negative Steigung nimmt ab.

Die Bereiche negativen differentiellen Leitwerts können beispielsweise die Folge einer Emission von Phononen sein. Elektronen, können selbst dann durch eine Barriere in einen Quantenpunkt emittiert werden, wenn die Energie der Elektronen und des Quasi-Ferminiveaus unterschiedlich sind. Dies ist dann möglich, wenn diese Differenz gleich

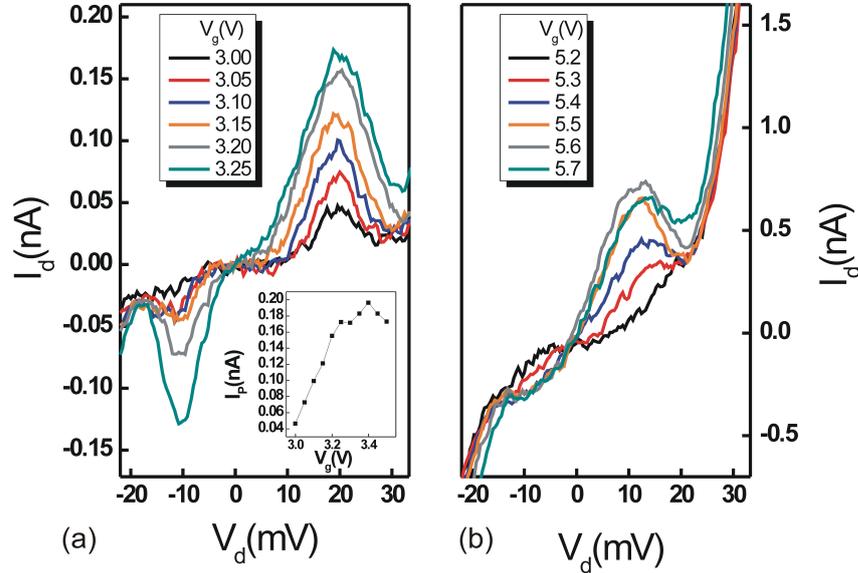


Abb. 4.6: Ausgangskennlinienfeld des X-Schalters mit negativem differentiellen Leitwert. Dargestellt sind die Ausgangskennlinien für den ersten (a) und den zweiten (b) Coulomb-Blockade-Peak aus Abb. 4.5.

der Energie eines Phonons ist. Diese Energieabgabe der Elektronen hat global eine Abnahme des Drain-Stroms zur Folge, was jedoch bisher nur für Spannungen im Bereich $V_d > 100$ mV beobachtet wurde.

Für den hier vorliegenden Fall kleinerer Vorwärtsspannungen soll daher ein Modell entwickelt werden, welches auf einer Ladungsträgerdynamik im Drain-Reservoir beruht. Die Ladeenergie der Elektroneninsel beträgt gemäß Abschnitt 2.3:

$$E_C = \frac{e^2}{C_{ges}}, \quad (4.7)$$

wobei die Gesamtkapazität C_{ges} der Elektroneninsel die Summe der an die Insel ankoppelnden Kapazitäten $C_{ges} = C_G + C_D + C_S$ ist, wobei C_S und C_G aufgrund der konstanten Gate- und Source-Spannung konstant sind. C_D ist demgegenüber eine dynamische Kapazität. Es ändert sich demnach nicht die Position des künstlichen Quantenpunkts im System, sondern es kommt zu einer Umverteilung der Ladung im Ast. Durch positive Drainspannungen V_d am Drain-Reservoir werden Elektronen aus dem Wellenleiter in das Reservoir zurückgezogen. Somit ist der Abstand der Drain-Elektronen von der

Elektroneninsel variabel und gegeben durch

$$d = d_0 \left(\frac{E_F + eV_{bias}}{E_F} \right), \quad (4.8)$$

wobei die Fermienergie E_F konstant ist. Dies bedeutet, dass der Abstand der Elektronen von der Insel mit steigender Vorwärtsspannung zunimmt. Mit $C_D = \varepsilon_0 \cdot A/d$ mit A als Fläche und d als Abstand des Reservoirs von den Reservoir-Elektronen folgt, dass die Kapazität mit zunehmendem Abstand abnimmt. Sie ist somit dynamisch als Funktion der angelegten Vorwärtsspannung. Die Gesamtkapazität C_{ges} setzt sich somit aus einem konstanten und einem dynamischen Kapazitätsbeitrag zusammen; $C_{ges} = C_{dyn} + C_{konst}$. Mit Gleichung 4.7 ergibt sich somit eine dynamische Ladeenergie in Abhängigkeit von der angelegten Vorwärtsspannung

$$E_C = \frac{e^2}{C_{konst} + C_0 \left(\frac{E_F + eV_{bias}}{E_F} \right)^{-1}}. \quad (4.9)$$

Die Ladeenergie der Elektroneninsel steigt demnach mit zunehmender Vorwärtsspannung an. Der Drain-Strom ist hierbei sowohl von der Ladeenergie der Insel als auch von der angelegten Vorwärtsspannung abhängig. Für kleine Vorwärtsspannungen besitzt das System eine hohe Drain-Kapazität, was eine geringe Ladeenergie E_C zur Folge hat. Somit steigt der Drain-Strom für zunehmende Werte von V_{bias} zunächst an. Anschließend, für eine starke Erhöhung der Vorwärtsspannung, verbunden mit einer abnehmenden Drain-Kapazität, nimmt die Ladeenergie zu. Dies führt zu einem fallenden Drain-Strom, was sich in einem negativen differentiellen Leitwert äußert.

4.2 Bistabiles Selbst-Schalten in X-Schaltern

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt Coulomb-Blockade in engen X-Schaltern beobachtet werden konnte, sollen nun die Transportcharakteristika von Strukturen mit größeren geometrischen Weiten untersucht werden. Grundlage ist erneut ein X-Schalter, dessen Äste jedoch in diesem Fall eine geometrische Weite von ca. 280 nm besitzen, wobei in den einen Ast eine lokale geometrische Verengung mit einer verbleibenden Weite von lediglich etwa 80 nm eingearbeitet ist. Abb. 4.7 zeigt eine SEM-Aufnahme der Struktur zusammen mit einer Skizze des verwendeten externen Messaufbaus. Die beiden unteren Wellenleiter waren mit Masse verbunden und dienten als Source, während der linke Ast durch das Anlegen einer positiven Vorwärtsspannung V_{bias} als Drain definiert wurde. Somit kommt es in der Struktur zu einem Stromfluss aus den unteren Wellenleitern in den linken Ast, welcher jedoch durch die Gatespannungen beeinflusst werden konnte. Die linken Gates, welche sich unmittelbar am Source-Drain-Kanal

befinden werden im Folgenden als Source-Drain-Gate mit der dazugehörigen Spannung V_{SD} bezeichnet. Dieses Gate kontrolliert im Wesentlichen die elektrische Weite des Elektronenkanals und damit dessen Widerstand. Das rechte obere Gate wird als Barrieren-Gate mit der angelegten Spannung $V_{barr-gate}$ bezeichnet. Da die angelegte Spannung stets negativ ist, wird durch dieses Gate eine elektrostatische Potentialbarriere im rechten oberen Ast kontrolliert, wodurch dieser elektrisch vom Verzweigungspunkt isoliert wird. Unterstützt wird dieser Abschnüreffekt durch die prozesseitig integrierte geometrische Barriere in diesem Ast. Als weiteres Gate steht das nun elektrisch vom Elektronenkanal isolierte Astgate (Ast rechts oben) mit der angelegten Spannung V_{bg} (aus dem Englischen: **branch-gate**) zur Verfügung. Hierdurch wird direkt das elektrochemische Potential μ_{br} des rechten Astes kontrolliert, wodurch der Abstand der Elektronen zum Verzweigungspunkt dynamisch variiert werden kann. Die Coulomb-Abstossung der Kanalelektronen durch die sich im Ast befindlichen Elektronen ist hierbei für negative Astgate-Spannungen V_{bg} aufgrund der effizienteren Akkumulation von Elektronen im Astgate am größten. Dies hat zur Folge, dass der Strom im Kanal abnimmt. Die Spannung V_{wp} definiert den Arbeitspunkt der Struktur und kann zur Erhöhung der Leitfähigkeit des Kanals genutzt werden. Diese grundlegenden Funktionsprinzipien der verschiedenen Gates sowie ihr Zusammenspiel werden bei der Diskussion der Ergebnisse im Folgenden noch detaillierter untersucht. Die Ausgangsspannung V_{out} wird am linken Ast gemessen und kann durch Variation der einzelnen Gatespannungen beeinflusst werden. Als Messwiderstände wurden $R_d = 10\text{ M}\Omega$ am linken Ast (Drain), sowie $R_{bg} = 100\text{ k}\Omega$ am rechten Ast (Astgate) gewählt.

Im Folgenden sollen zwei Möglichkeiten den X-Schalter anzusteuern analysiert werden:

1. Der Schaltvorgang wird durch eine Variation $\Delta V_{barr-gate}$, also der Barrieren-Gate Spannung als Eingangsspannung, ausgelöst.
2. Das Astgate mit V_{bg} dient als Eingang. Die Ausgangsspannung V_{out} wird hierbei als Funktion der Astgate-Spannung gemessen.

Zunächst soll das Schalten des X-Schalters für den Fall 1, d.h. für $V_{barr-gate}$ als Eingangssignal analysiert werden. Hierzu ist in Abb. 4.8 (a) exemplarisch die Kennlinie $V_{out}(V_{barr-gate})$ für eine Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 2.85\text{ V}$ dargestellt. Die weiteren zur Messung verwendeten Parameterspannungen waren $V_{bg} = -0.80\text{ V}$ und $V_{SD} = 3.25\text{ V}$.

Beginnend bei kleinen Eingangsspannungen von $V_{barr-gate} = -1.8\text{ V}$ befindet sich das Ausgangssignal auf einem Low-Level zwischen $V_{out} = 0.6...0.9\text{ V}$. Bis $V_{barr-gate} = -0.9\text{ V}$ führt die Variation der Eingangsspannung zu keiner merklichen Veränderung. Eine Erhöhung über diesen Wert hinaus verursacht jedoch eine starke Zunahme der

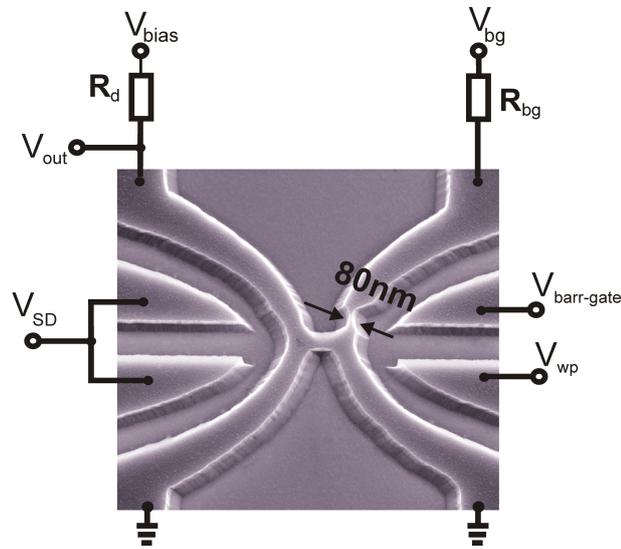


Abb. 4.7: SEM-Aufnahme des untersuchten X-Schalters mit Schaltskizze des verwendeten externen Messaufbaus. Die geometrische Weite der Äste beträgt in diesem Fall ca. 280 nm, wobei sich im rechten Ast eine lokale Einschnürung mit einer Weite von ca. 80 nm befindet.

Ausgangsspannung, welche sprunghaft auf $V_{out} = 2.78$ V bei $V_{barr-gate} = -0.81$ V ansteigt. Eine Zunahme der Ausgangsspannung bedeutet hierbei die Abnahme des Source-Drain-Stroms. Beim Zurückfahren verbleibt das Ausgangssignal zunächst auf dem High-Level bis die Schwelle $V_{barr-gate} = -1.53$ V unterschritten wird, wo der Sprung zurück ins Low-Level erfolgt. Die Schalthysterese hat somit einen Wert von $V_{Hys} = 0.69$ V, wobei der Sprungpunkt von High nach Low $V_{barr-gate,H-L}$ durchwegs bei höheren Werten als $V_{barr-gate,L-H}$ liegt.

Der beschriebene Verlauf ist dadurch zu erklären, dass zunächst bei den kleinsten Werten von $V_{barr-gate}$ die im rechten Ast induzierte elektrostatische Barriere eine maximale Ausdehnung hat, wodurch die Elektronen im Astgate weit in das Reservoir zurückgedrängt werden. Dies führt ähnlich wie bei einem Plattenkondensator mit großem Plattenabstand zu einer geringen kapazitiven Kopplung des Astgates auf den Verzweigungspunkt und infolgedessen ist hier die Gate-Kapazität minimal. Die Erhöhung der Barrieren-Gate Spannung führt zu einer Erniedrigung der elektrostatischen Barriere, wodurch es den Astelektronen möglich ist näher in Richtung Verzweigungspunkt zu gelangen. Dies führt zu einer erhöhten Coulomb-Abstoßung der Kanalelektronen, wodurch der Stromfluss gehemmt wird und die Ausgangsspannung entsprechend zunimmt. Zusätzlich hierzu wirkt der linke stromführende Ast kapazitiv auf das Astgate. Ein verringerter Stromfluss in diesem führt zu einer verringerten Abstoßung der Elektronen im Astgate, welche wiederum näher an den Verzweigungspunkt gelangen kön-

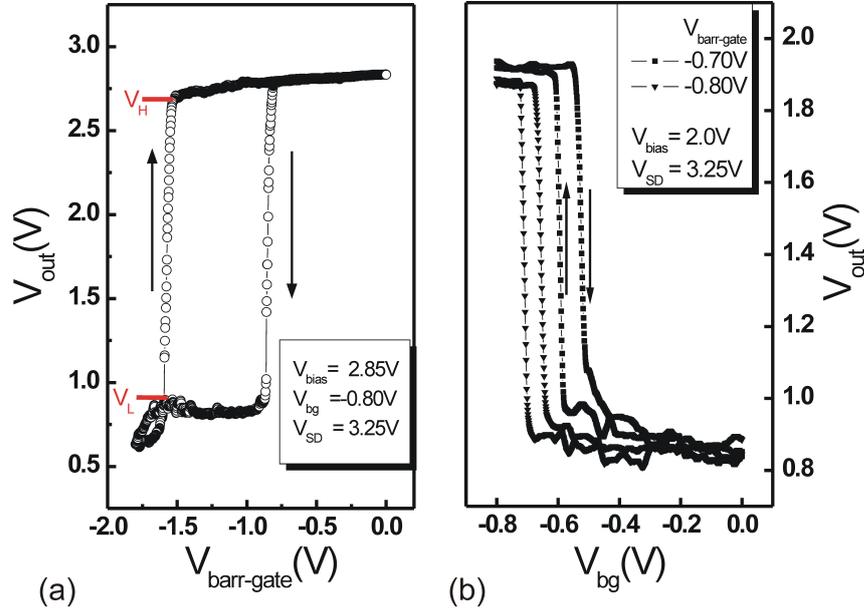


Abb. 4.8: Ausgangskennlinienfeld des X-Schalters bei Verwendung des Barrierengates (a) und des Astgates (b) als Eingang. Es konnte invertierendes und nichtinvertierendes Schalten je nach Wahl des Steuergates realisiert werden.

nen. Auf diese Art entfaltet sich ein kapazitiver Feedback-Kreislauf, bei welchem das Astgate als effizientes Quantengate fungiert, was schließlich das bistabile Schalten des Systems auslöst.

Das Auftreten der Hysterese ist eine direkte Auswirkung der Barrierenverkleinerung im Quantengate. Steigt der Spannungsabfall am linken Ast an, so wird über die kapazitive Rückkopplung die Barriere reduziert. Diese Absenkung kann in erster Näherung als linear angenommen werden. Führt man für die Spannung an der Stelle des Down-Sprungs $V_{L \rightarrow H}$ vor dem Schalten die Bezeichnung V_L und entsprechend nach dem Schalten V_H ein (siehe Abb. 4.8 (a)), dann lässt sich die energetische Höhe der Barriere vor dem Schaltvorgang durch

$$E_{barr,1} = E_{barr,0} - \eta_{FB} e V_L \quad (4.10)$$

und nach dem Schalten durch

$$E_{barr,2} = E_{barr,0} - \eta_{FB} e V_H \quad (4.11)$$

beschreiben, wobei $E_{barr,0}$ die Barrierenhöhe für $V_{out} = 0$ ist, d.h. wenn der Spannungsabfall am linken Ast Null ist und η_{FB} die Feedback-Effizienz ist, die die kapazi-

tive Rückkopplung vom linken auf den rechten Ast beschreibt. Aus der Differenz der Gleichungen 4.10 und 4.11 ergibt sich schließlich

$$V_{Hys} = \eta_{FB} V_{Hub} \quad (4.12)$$

wobei $e \cdot V_{Hys} = E_{barr,1} - E_{barr,2}$ und $V_{Hub} = V_H - V_L$ sind. Somit ergibt sich aus den experimentellen Daten ein Wert von $\eta_{FB} = 0.39$. Beim Schalten von Low auf High wird demnach die Barriere reduziert, jedoch erfolgt die Umkehrung dieses rückgekoppelten Schalt-Mechanismus erst dann, wenn das elektrochemische Potential des rechten Astes gerade um den Betrag der Barrierenverkleinerung $e \cdot V_{Hys} = E_{barr,1} - E_{barr,2}$ erniedrigt wurde.

Nachfolgend wird die Schaltcharakteristik des X-Schalters für das Astgate mit der Spannung V_{bg} als Eingang analysiert werden. Hierzu sind zwei typische Kennlinien in Abb. 4.8 (b) dargestellt. Das Messsetup ist wiederum identisch zu dem bereits in Abb. 4.7 vorgestellten. Hierin sind die Kennlinien für zwei verschiedene Barrieren-Gate Spannungen von $V_{barr-gate} = -0.7$ V und $V_{barr-gate} = -0.8$ V in Hysterese dargestellt. Beginnend bei negativen Astgate-Spannungen V_{bg} befindet sich V_{out} zunächst konstant auf einem High-Ausgangslevel. Wird eine Schwelle von $V_{bg} = -0.54$ V im Falle von $V_{barr-gate} = -0.7$ V überschritten, so ändert sich das Ausgangslevel sprunghaft von High in ein konstantes Low-Level. Für die Aufwärtsrichtung liegt die Schwellenspannung zum Auslösen des bistabilen Sprungs bei $V_{bg} = -0.58$ V. Dies ergibt eine Schalthysterese von $V_{Hys} = 0.04$ V. Der beobachtete Verlauf ist dadurch zu erklären, dass zunächst bei den kleinsten Werten von V_{bg} das elektrochemische Potential maximal ist und sich somit Elektronen aus dem rechten Ast nahe am Verzweigungspunkt befinden. Dies führt, ähnlich wie bei einem Plattenkondensator mit verringertem Plattenabstand, zu einer hohen kapazitiven Kopplung des Astgates auf den Verzweigungspunkt. Infolgedessen ist hier die Gate-Kapazität maximal. Durch die Abschirmwirkung der sich nahe am Verzweigungspunkt befindlichen Elektronen ist die elektrische Weite und damit die Leitfähigkeit am Verzweigungspunkt minimal, was zu einem hohen Spannungsabfall V_{out} am linken Ast und damit zu einem geringen Stromfluss von Source nach Drain führt.

Für größere V_{bg} nimmt das elektrochemische Potential im Astgate ab, wodurch der Abstand der Elektronen im Astgate vom Verzweigungspunkt zunimmt, was eine abgeschwächte Abschirmwirkung auf den Verzweigungspunkt zur Folge hat. Die zunehmende elektrische Weite des Verzweigungsbereichs führt zu einer Abnahme der Ausgangsspannung und damit verbunden zu einem zunehmenden Source-Drain-Strom. Bei weiterer Zunahme von V_{bg} spielt die kapazitive Rückkopplung des linken auf den rechten Ast eine dominierende Rolle. Ein abnehmender Spannungsabfall am linken Ast führt aufgrund des selbstinduzierten Schaltens zu einer Verminderung der elek-

trischen Weite, begleitet von einer Erhöhung des Leitungsbands des rechten Astes. Elektronen halten sich dann vermehrt im Bereich des Ast-Reservoirs und nicht in der Nähe des Verzweigungspunkts auf und wirken hierdurch schwächer kapazitiv auf den Verzweigungspunkt ein. Dies führt zu einer starken Abnahme der Ausgangsspannung (starke Strom-Zunahme). Ein erhöhter Stromfluss verengt seinerseits das Astgate, was zu einer weiteren Stromzunahme führt. Dieses Regime ist somit wiederum durch den ausgeprägten kapazitiven Rückkopplungsmechanismus bestimmt.

Zusammenfassend konnte in diesem Abschnitt gezeigt werden, dass X-Schalter je nach ihren geometrischen Abmessungen verschiedene Transportcharakteristika aufweisen. Zunächst konnten in eng definierten Strukturen Coulomb-Blockade-Oszillationen beobachtet werden. Dies lässt sich mit der Ausbildung einer Elektroneninsel im Verzweigungsbereich erklären, welche aufgrund der geringen geometrischen Weite der Anschlüsse durch zwei Barrieren von den Zuleitungen isoliert ist. Bei entsprechender Konfiguration der Parameter konnte gezeigt werden, dass die Strukturen in gewissen Spannungsbereichen einen negativen differentiellen Leitwert aufweisen. Anschließend wurde anhand von Strukturen mit größeren geometrischen Weiten sowohl invertierendes als auch nicht-invertierendes bistabiles Schaltverhalten demonstriert, welches auf einen internen kapazitiven Kreislauf zurückzuführen ist.

Kapitel 5

Elektronisch gekoppelte zweidimensionale Elektronengase

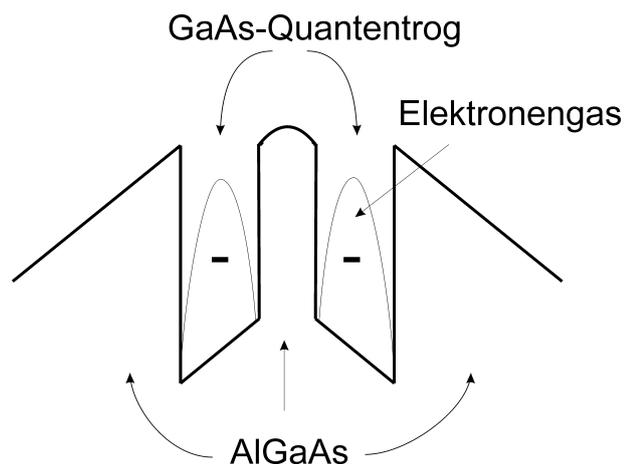


Abb. 5.1: Schematischer Potentialverlauf einer Doppel-QT-Struktur

In diesem Kapitel werden vertikal dicht beieinander liegende, zweidimensionale Elektronengase, welche durch eine lediglich 7 nm dicke *AlGaAs*-Barriere voneinander getrennt sind, untersucht werden. Um nur wenige Nanometer voneinander getrennte Quanten Tröge (QT) separat anzusteuern, basierten bisherige Transportuntersuchungen z.B. auf der selektiven Verarmung eines QT durch Back- oder Topgates, welche zur Abschnürung des nächstgelegenen QT durch elektrostatische Abschirmung führen [29, 127]. In diesem Kapitel wird eine neuartige Methode vorgestellt werden, um die einzelnen QWs in einer Doppel-QT-Struktur separat zu kontaktieren. Dieses neu entwickelte Verfahren basiert auf dem *Al*-selektivem nasschemischen Ätzen der Strukturen. Dieser Prozess ist, wie im Folgenden gezeigt wird, insbesondere für Quantendraht ähn-

liche Strukturen geeignet. Des Weiteren soll gezeigt werden, dass es für enge Quantendrähte definiert in Doppel-QT-Strukturen möglich ist, eine der beiden $GaAs$ -Schichten als Gate zu verwenden. Diese kann die Leitfähigkeit des zweiten QT aufgrund des sehr geringen Abstands effektiv steuern. Es soll zunächst in Abschnitt 5.1 die Herstellung derartiger Systeme beschrieben werden, bevor in Abschnitt 5.2 konkrete Bauteile basierend auf derartigen Strukturen sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tieferen Temperaturen charakterisiert werden. Es konnte hierbei hocheffektives Schalten mit Gateeffektivitäten größer Eins sowie Bistabilität nachgewiesen werden. Abschließend werden in Abschnitt 5.3 Y-Transistoren auf der Basis von gekoppelten QT vorgestellt, welche Bistabilität zeigen, wenn das Astgate als effektives Quantengate fungiert.

5.1 Probenherstellung mittels Aluminiumselektivem Ätzen

Zunächst soll die Herstellung der Proben erläutert werden, da das separate Ansteuern eines der beiden QT ohne die Verwendung von externen Verarmungsgates eine große Herausforderung darstellt. Grundlage der Strukturen ist wiederum eine, mittels MBE angefertigte, modulationsdotierte Halbleiter-Heterostruktur. Abb. 5.2 (a) zeigt schematisch den typischen Schichtaufbau des aktiven Teils der $GaAs/AlGaAs$ -Heterostruktur. Auf semiisolierendem $GaAs$ Substrat wurde zunächst eine 200 nm dicke $GaAs$ -Pufferschicht gefolgt von einem 10-fachen Übergitter, bestehend aus einer alternierenden Sequenz von 25 nm $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ und 10 nm $GaAs$ gewachsen. Darauf folgend wurden zwei weitere Pufferschichten, 2 μm undotiertes $GaAs$ und 300 nm undotiertes $AlGaAs$ aufgedampft. Auf diese Pufferschichten wurde schließlich eine Serie modulationsdotierter Schichten, bestehend aus 50 nm Silizium-dotiertem $Al_{0.37}Ga_{0.63}As$, 15 nm undotiertem $Al_{0.37}Ga_{0.63}As$ und zwei undotierten 12 nm $GaAs$ QT, welche lediglich durch eine 7 nm dicke $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ -Barriere getrennt sind, aufgebracht. Anschließend folgen erneut eine 15 nm $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ Spacerschicht, gefolgt von 50 nm Silizium-dotiertem $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ und abschließend eine 10 nm $GaAs$ -Deckschicht. Es bilden sich nun, im Gegensatz zu den Strukturen mit einem $2DEG$, zwei Elektronengase an den $GaAs/AlGaAs$ Grenzschichten aus, welche lediglich durch die 7 nm dicke $AlGaAs$ -Barriere voneinander getrennt sind. Zur Realisierung des im Folgenden beschriebenen Al -selektiven Ätzens der $AlGaAs$ -Barrieren war es für das Wachstum essentiell, den Al -Gehalt der unteren Spacerschicht bezüglich der oberen exakt im korrekten Verhältnis einzustellen. Dies stellte eine besondere Anforderung an das MBE System dar, da es aufgrund der geringen Schichtdicken der QT und der Barriere nicht möglich ist, den Aluminium Gehalt durch ein Verfahren der Temperatur der Effusionszelle während des Wachstums mit der nötigen Genauigkeit zu variieren. Daher wurde

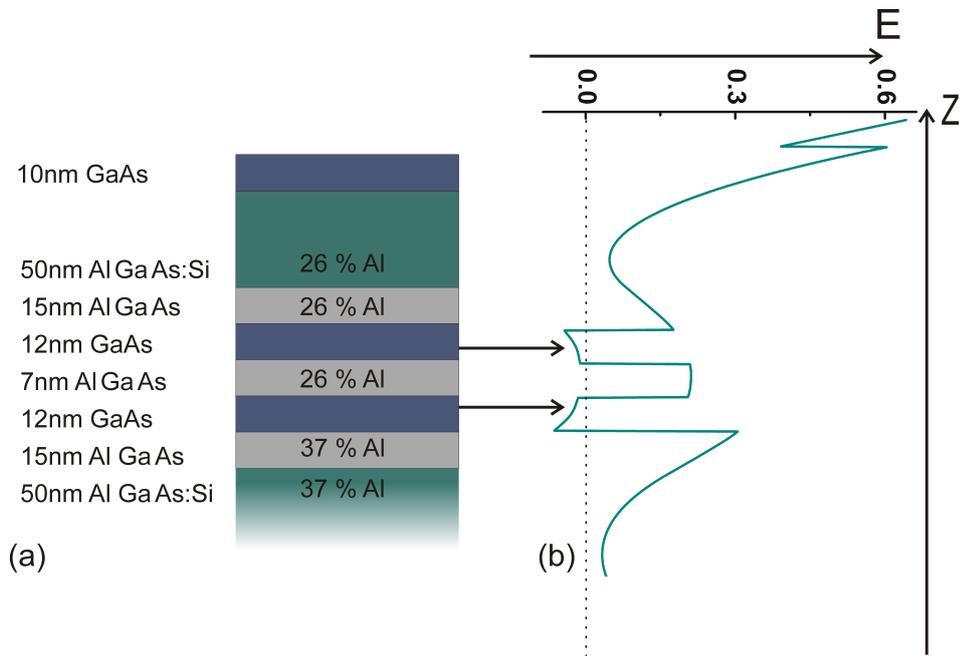


Abb. 5.2: (a) Schematische Darstellung des Schichtaufbaus der untersuchten Doppel-*QT*-Struktur basierend auf einer *GaAs/AlGaAs*-Heterostruktur. (b) Simulation des Leitungsbandverlaufs. Lediglich die beiden Potentialtöpfe besitzen Zustände unterhalb der Fermienergie.

auf eine Eiko MBE zurückgegriffen, welche mit zwei *Al*- Zellen ausgestattet war. Diese erlaubte es, durch das Umschalten zwischen den Zellen den *Al*- Anteil abrupt zu verändern. Es wurden verschiedene Strukturen gewachsen, welche sich in den Dotierkonzentrationen und den *Al*-Gehältern der Spacerschichten unterscheiden. So konnten das Ätzverhalten sowie die Ladungsträgerkonzentrationen der *QT*s direkt gesteuert und hierdurch Einfluss auf die Transporteigenschaften der Bauteile genommen werden.

Abb. 5.3 zeigt das Ergebnis der Hallmessung an einer Doppel-*QT*-Struktur mit einer geringen Dotierkonzentration von

$$N_{D,oben} = 5.0 \cdot 10^{17} \frac{1}{cm^3}$$

und

$$N_{D,unten} = 3.0 \cdot 10^{17} \frac{1}{cm^3},$$

(5.1)

durchgeführt bei $T = 4.2$ K in Dunkelheit. Der Messaufbau ist schematisch im rechten Einsatz gezeigt. In Abb. 5.3 (a) ist der Verlauf des Längswiderstands R_{xx} des Hallele-

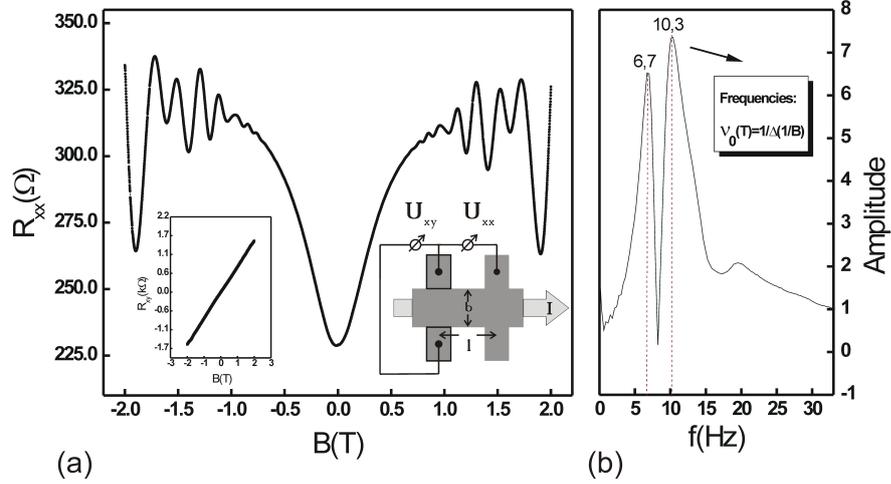


Abb. 5.3: (a) Längswiderstand R_{xx} der Doppel-QT-Struktur in Abhängigkeit des, die Struktur senkrecht durchdringenden, Magnetfelds. Es treten Shubnikov-de-Haas Oszillationen ab etwa $B = 0.6$ T auf. Linker Einsatz: Hallwiderstand R_{xy} als Funktion des Magnetfelds. Rechter Einsatz: Probengeometrie der Hallprobe mit externem Setup. (b) Spektrum der Fast-Fourier-Transformation von R_{xx} . Man erkennt deutlich zwei Peaks, welche von den beiden verschiedenen QT herrühren.

ments bei Variation des Magnetfelds B gezeigt [87, 128]. Für kleine Magnetfelder besitzt dieser einen parabolischen Verlauf proportional zu B^2 , welcher ab ca. $B = 0.6$ T in einen Bereich mit ausgeprägten Shubnikov-de-Haas-Oszillationen über geht. Der linke Einsatz zeigt den linearen Verlauf der Hallspannung als Funktion des externen Magnetfeldes. Das Vorhandensein zweier leitfähiger Schichten wird hierbei durch den B^2 -Verlauf für kleine Magnetfelder bestätigt [129]. Die Fast-Fourier-Transformation zeigt aufgrund der Parallellleitung zwei Peaks (Abb. 5.3 (b)) aus deren Lage sich die Ladungsträgerkonzentrationen der beiden QT separat nach

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = 2 \left[\frac{e}{nh} \right] \quad (5.2)$$

berechnen lassen. Es ergeben sich folgende Werte

$$n_{oben} = 4.98 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

$$n_{unten} = 3.30 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}.$$

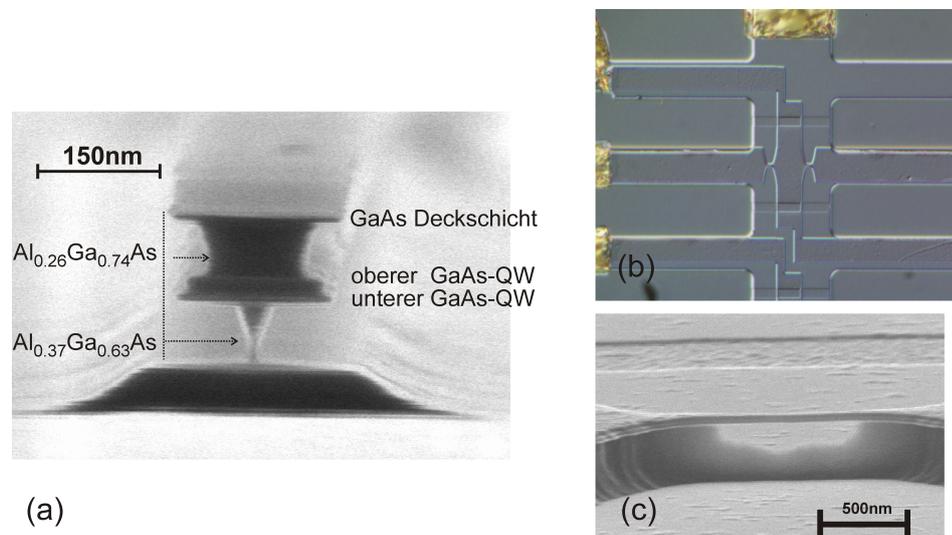


Abb. 5.4: (a) SEM-Aufnahme der Struktur im Querschnitt. Die Selektivität des Ätzprozesses ist deutlich zu erkennen. Im mittleren Bereich sind die beiden GaAs-QT identifizierbar. (b) Obenansicht des verwendeten Kontaktlayouts. Die Einschnürungen sowie die geätzten Gräben sowie die Zuleitungen sind erkennbar. (c) Elektronenmikroskopische Aufnahme der unterätzten Einengungen welche die Kontakte OK1 und OK2 vom unteren QT abschnüren.

Nach dem Wachstum der beschriebenen Schichtfolge wurde zunächst mittels nasschemischem Ätzen mit einer $H_2O/NH_4OH/H_2O_2$ -Ätzlösung eine Standard-Mesa definiert. Schließlich wurden Ohmsche Kontakte, welche zur externen Ansteuerung des Bauteils dienen, definiert, was durch das Aufdampfen und anschließende Einlegieren von 500 nm dicken $Au/AuGe/Ni$ -Schichten erreicht werden konnte. In diesem Stadium des Prozesses schließen diese Kontakte die beiden QT kurz, d.h. sie kontaktieren beide QT. Um nun unabhängige Kontakte zu den QT herzustellen, ohne dabei auf zusätzliche externe Verarmungsgates zurückgreifen zu müssen, wurde im darauf folgenden Schritt die modulationsdotierte Schicht auf beiden Seiten der Doppel-QT-Struktur lokal entfernt. Dies bedeutet, dass entweder der obere oder der untere QT elektrisch abgeschnürt werden musste. Für den Fall, dass die Kontakte lediglich das untere 2DEG kontaktieren sollten, musste dieses vom oberen abgetrennt werden, was durch geätzte Gräben realisiert wurde. Diese wurden von oben in die Struktur eingebracht und reichten bis zur Tiefe der Tunnelbarriere (Ätzprozess 1 in Abb. 5.5 (b)). Auf diese Art war es möglich, Ohmsche Kontakte derart zu realisieren, dass diese lediglich mit dem unteren QT verbunden sind. Für den umgekehrten Fall, dass die Kontakte vom unteren QT separiert werden sollen ist jedoch ein spezieller Prozess basierend auf Al -selektivem nasschemischen Ätzen notwendig. Abb. 5.5 (a) zeigt eine schematische

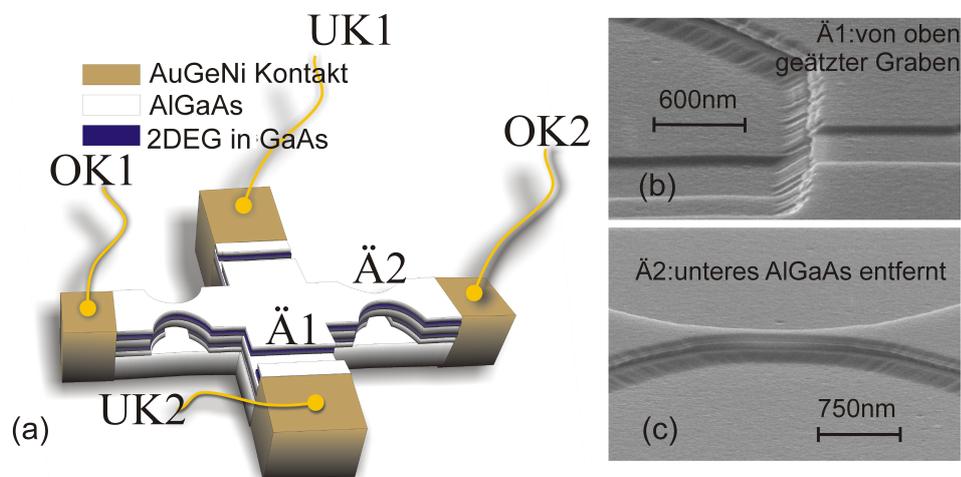


Abb. 5.5: (a) Schematische Darstellung der untersuchten Struktur mit den Kontakten OK1 und OK2, welche aufgrund des Ätzprozesses Ä2, der diese von dem tiefer liegenden QT separiert, lediglich über den oberen QT verbunden sind. Entsprechend sind UK1 und UK2 infolge des Ätzprozesses Ä1 vom oberen QT elektrisch isoliert und somit lediglich über den unteren verbunden. (b) Elektronenmikroskopische Aufnahme des Ergebnisses von Ätzprozess Ä1, welcher das Ätzen eines Grabens bis zu der Tiefe der Tunnelbarriere beinhaltet. (c) Elektronenmikroskopische Aufnahme, welche das Resultat von Ä2 zeigt, der zu einem Unterätzen im zentralen Bereich der eingebrachten Verengung führt.

Skizze der untersuchten Struktur. Diese ist aus zwei senkrecht zueinander orientierten Wellenleitern aufgebaut, welche jeweils in zwei Kontakte münden. Die lediglich den unteren QT kontaktierenden Kontakte, werden im Folgenden als UK1 und UK2 (Unterer Kontakt 1 und 2) bezeichnet und analog werden die beiden verbleibenden OK1 und OK2 (Oberer Kontakt 1 und 2) genannt.

Es soll nun die Separation der beiden Kontaktpaare OK1/OK2 und UK1/UK2 beschrieben werden, welche durch das Entfernen der unteren bzw. oberen modulationsdotierten *AlGaAs*-Barriere erreicht werden konnte. Das Ergebnis des, auf dem Ätzen von Gräben basierenden, Prozesses Ä1, den unteren QT von den Kontakten OK1 und OK2 zu separieren, ist in Abb. 5.5 (b) gezeigt. In der SEM-Aufnahme ist zu erkennen, dass die oberen Schichten mittels Ä1 bis zu der Tiefe der zwischen den QT liegenden *AlGaAs* Tunnelbarriere entfernt wurden. Die Realisierung von Ä1 erfolgte mittels standardisierten nasschemischen Ätzprozessen unter der Verwendung von *Al*-Ätzmasken. Nach Ä1 sind schließlich die Kontakte UK1 und UK2 vom oberen QT elektrisch isoliert, jedoch weiterhin mit dem unteren verbunden. Um die Kontakte OK1 und OK2 nun vom

unteren QT zu trennen wurde der *Al*-selektive Ätzprozess Ä2 angewandt. Es ist dabei entscheidend, wie oben beschrieben, verschiedene *Al*-Anteile in der oberen und unteren *AlGaAs*-Barriere zu realisieren. Wie aus Abb. 5.2 (a) ersichtlich ist, besitzt die Barriere unterhalb des tiefer gelegenen QTs einen erhöhten *Al*-Gehalt von 37 % verglichen mit 26 % *Al*-Gehalt der oberen Barriere, was zu einem effektiveren isotropen Ätzprozess der unteren Schicht führt. Die Ätzraten wiesen dabei ein Verhältnis von etwa 2 : 1 auf, welches durch den Vergleich der lateral entfernten Segmente der unteren und der oberen *AlGaAs*-Barriere, bestimmt werden konnte. Für den *Al*-selektiven Schritt Ä2 kam dabei eine $H_2O/CrO_3/H_2O_2$ -Ätzlösung zum Einsatz. Das Resultat eines derartigen Ätzprozesses ist in Abb. 5.4 (b) zu sehen, welche eine Querschnitts-Ansicht der Doppel-QT-Struktur zeigt. Die unterschiedlichen Ätzraten sind hierbei durch gepunktete Pfeile angedeutet, wobei das Entfernen der unteren *AlGaAs*-Barriere mit der doppelten Effizienz gegenüber der oberen erfolgt. Dieser Ä2-Prozess wurde nun auf kleine Einengungen in der Struktur, realisiert durch Elektronenstrahlolithographie und nasschemisches Ätzen, wie in Abb. 5.5 (a) schematisch dargestellt, angewandt. Dies resultiert in einem Unterätzen der Tunnelbarriere zwischen den beiden QT, wie es in Abb. 5.5 (c) dargestellt ist. Durch diesen Prozess war es möglich die Kontakte OK1 und OK2 vom unteren QT zu separieren. Somit ist es gelungen, durch geeignete Anwendung der beiden Ätztechniken Ä1 und Ä2, separate Kontakte zu den einzelnen QT herzustellen. Schließlich besteht das Bauteil nun aus vier externen Kontakten, welche, jeweils paarweise, lediglich einen der QT in der Doppel-QT-Struktur kontaktieren. Ein optimales selektives Ätzverhalten erfolgte für *Al*-Anteile von $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ beziehungsweise $Al_{0.37}Ga_{0.63}As$. Abb. 5.4 (c) zeigt das Ergebnis eines derartigen Ätzprozesses. So war es möglich, tatsächlich frei schwebende Brücken zu erzeugen, bei denen die unterhalb der Tunnelbarriere gelegene Dotierschicht vollständig entfernt werden konnte.

5.2 Schalten in gekoppelten Elektronengasen

In diesem Abschnitt werden Transportuntersuchungen an den im vorangegangenen Abschnitt 5.1 vorgestellten Strukturen analysiert werden. Wenn nicht anders erwähnt, fanden die Messungen an derartigen unabhängig kontaktierten QT realisiert in Doppel-QT-Strukturen bei Raumtemperatur in Dunkelheit statt. Wie in Abb. 5.5 (a) dargestellt, besteht das Bauelement aus zwei senkrecht angeordneten Quantendrähten (QWs). Hierbei kontaktierten OK1 und OK2 den oberen QW der Struktur, während UK1 und UK2 mittels des unteren QW verbunden waren. Die Funktionalität des Bauteils wurde untersucht, indem der obere QW mit einer angelegten Spannung V_d zwischen OK1 und OK2 als Source-Drain-Kanal fungierte, während der untere QW als Gate fungierte. Die Bestimmung des Drain-Stroms erfolgte über den Spannungsabfall über einem externen $10\text{ k}\Omega$ Widerstand. UK1 und UK2 wurden kurzgeschlossen und dienten als Eingang

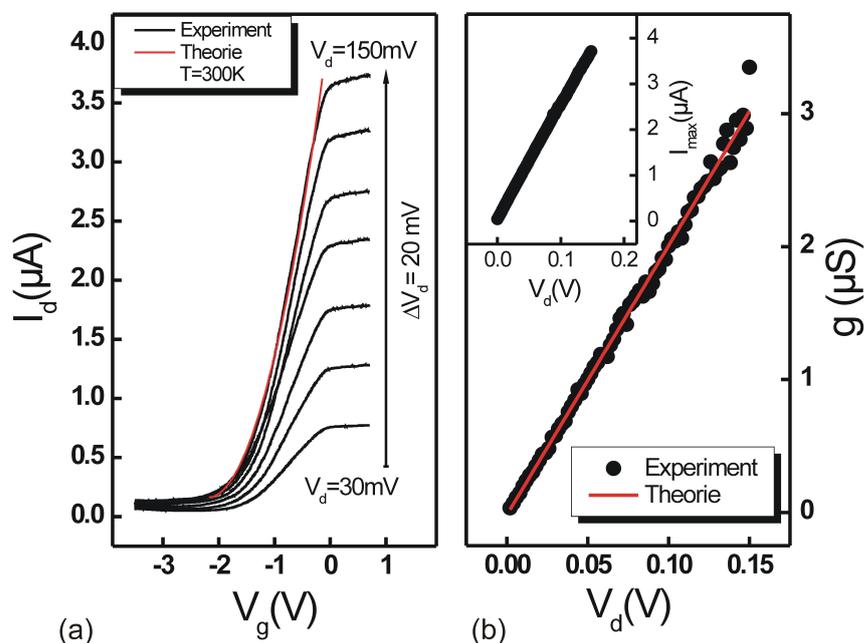


Abb. 5.6: (a) Drain-Strom als Funktion der Gatespannung für konstante Drain-Spannungen im Bereich $V_d = 30 \dots 150$ mV für das Doppel-QT-System. Der obere QT diente hierbei als Source-Drain-Kanal, während der tiefer liegende QT als Gate fungierte. (b) Maximale Steilheit g der Doppel-QT-Struktur als Funktion der Drain-Spannung. Einsatz: Maximalstrom aufgetragen als Funktion der angelegten Drain-Spannung V_d .

für die Gatespannung V_g .

Abb. 5.6 (a) zeigt den Drain-Strom I_d als Funktion der Gatespannung V_g für konstante Drain-Spannungen V_d , welche im Bereich $V_d = 30 \dots 150$ mV in Schrittweiten von 20 mV variiert wurden. Es ist ersichtlich, dass der Drain-Strom im oberen QW durch Spannungen, angelegt an den unteren QW, gesteuert werden kann. Für positive Gatespannungen im Bereich $V_g = 0 \dots 0.7$ V befindet sich der Kanal in Sättigung, wobei der Maximalstrom in Abb. 5.6 (b) noch genauer untersucht wird. Eine Verringerung der Gatespannung führt zu einer Abnahme von I_d , bis der Kanal bei $V_g = -3$ V geschlossen ist. In Abb. 5.6 (b) ist die maximale Steilheit der Transferkennlinien für verschiedenen Drain-Spannungen ausgewertet und es zeigt sich ein linearer Zusammenhang mit einem Anstieg von $g = 0.03 \mu\text{S}$ für $V_d = 2$ mV auf $g = 3.34 \mu\text{S}$ für $V_d = 150$ mV. Der Einsatz von Abb. 5.6 (b) zeigt den maximalen Sättigungsstrom

I_{max} als Funktion von V_d , welcher ebenso eine lineare Charakteristik mit einem Maximalstrom von $I_{max} = 3.7 \mu\text{A}$ bei $V_d = 150 \text{ mV}$ aufweist, was einem Leitwert von nahezu $25 \mu\text{A/V}$ entspricht. Vor dem Hintergrund, dass die $\text{\AA}2$ Einschnürung lediglich eine geometrische Weite von etwa 100 nm besitzt, deutet dieser hohe Wert darauf hin, dass Quantendrähte, welche nach dem in Abschnitt 5.1 vorgestellten Verfahren hergestellt wurden, in guter Qualität realisiert werden können [121]. Analytisch lässt sich die Transferkennlinie nach

$$I_d = \beta(V_g - V_T)^2 \cdot \frac{V_d}{V_{d,sat}} \quad (5.3)$$

beschreiben [2], wobei die Proportionalitätskonstante β die Geometrie des Bauteils sowie die Ladungsträgerbeweglichkeit beinhaltet [130, 131]. Der Betrieb des Bauelements im ohmschen Bereich der Ausgangskennlinie wird durch den Normierungsfaktor $\frac{V_d}{V_{d,sat}}$ berücksichtigt, welcher Werte zwischen $0 \dots 1$ annehmen kann [132, 133, 134]. Der theoretische Fit der Messkurve für $V_d = 150 \text{ mV}$ ist in Abb. 5.6 (a) rot eingezeichnet. Die Steilheit ergibt sich durch [135]

$$\frac{\partial I_d}{\partial V_g} = 2\beta \frac{V_d}{V_{d,sat}} (V_g - V_T). \quad (5.4)$$

und ist somit eine lineare Funktion der Drain-Spannung, was in Abb. 5.6 (b) durch den roten Graphen gezeigt ist.

Aus dem Maximum der Steilheit, z.B. $g_m = 0.03 \mu\text{S}$ für $V_d = 2 \text{ mV}$ oder $g_m = 7.1 \mu\text{S}$ für $V_d = 650 \text{ mV}$, konnte die maximale Spannungsverstärkung bestimmt werden. Hierfür musste die zugehörige Ausgangsleitfähigkeit bestimmt werden, welche einen Wert von $g_0 = 0.6 \mu\text{A/V}$ für eine Gatespannung von $V_g = -3.1 \text{ V}$ aufweist. Hieraus lässt sich die maximal zu erzielende Spannungsverstärkung A der Struktur zu

$$A = \frac{g_m}{g_0} = 12 \quad (5.5)$$

bestimmen.

Um die Gateeffektivität der Strukturen zu bestimmen, soll im Folgenden der Bereich unterhalb der Schwellspannung untersucht werden. Abb. 5.7 zeigt die Transfercharakteristik eines Bauteils, welches Einengungen geringerer Weiten aufweist, in semilogarithmischer Darstellung aufgenommen bei $T = 77 \text{ K}$. Verglichen mit den Bauteilen aus Abb. 5.6 ist die Schwellspannung zu positiveren Spannungen verschoben und der Sättigungsstrom deutlich verringert, was auf die reduzierte geometrische Weite zurückzuführen ist. Es konnten hierbei Subthreshold-Swings (Abk. SS) S im Bereich $12 - 15 \text{ mV/dek}$ beobachtet werden. In Anbetracht eines idealen Wertes von

$$S = \frac{kT}{e} \ln 10 \quad (5.6)$$

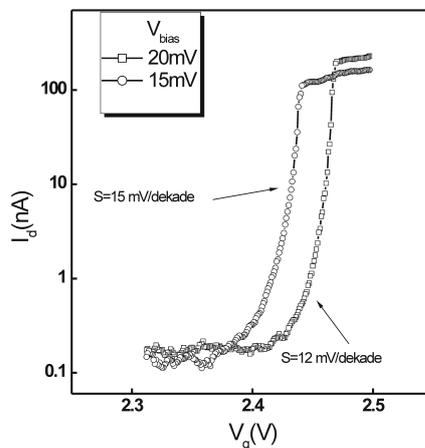


Abb. 5.7: Drain-Strom I_d aufgetragen als Funktion der Gatespannung V_g in semilogarithmischer Darstellung für konstante Drain-Spannungen bei $T = 77$ K mit $S < 15.2$ mV/dek.

mit der thermischen Spannung kT/e würde man einen Subthreshold-Swing von $S = 15.2$ mV/dek bei $T = 77$ K erwarten. Die hier gefundenen Werte weisen somit auf eine Gateeffektivität η nahe Eins hin.

Beschränkt man die Einschnürungen nicht, wie in den zuvor verwendeten Strukturen auf lediglich 200 nm, sondern werden größere Weiten realisiert, so lässt sich in den Doppel-QT-Strukturen bistabiles Schalten beobachten. Das linke Teilbild in Abb. 5.8 zeigt die Transferkennlinien für Vorwärtsspannungen im Bereich $V_{bias} = 0.5 \dots 2.0$ mV aufgenommen bei $T = 90$ K. Von kleinen Gatespannungen kommend ist der Kanal im Bereich $V_g < 2.9$ V geschlossen und es tritt kein Stromfluss auf. Überschreitet die Eingangsspannung jedoch diesen Wert, steigt der Strom sprunghaft an. Bei Zurückfahren der Gatespannung erfolgt bei $V_g \approx 2.47$ V wiederum ein Rücksprung auf den ursprünglichen geschlossenen Zustand. Es zeigt sich, dass die Sprungpunkte über den beobachteten Bereich weitgehend konstant bleiben.

Die Bistabilität lässt sich durch das Prinzip eines Floating-Gate-Transistors erklären, bei welchem sich zwischen dem Steuergate und dem Source-Drain-Kanal ein so genanntes Floating-Gate befindet. Dieses ist dabei sowohl vom Kanal als auch vom Gate elektrisch isoliert. Auf dieses Gate lassen sich Ladungen bringen, wodurch, je nach Ladezustand, der Stromfluss entweder unterdrückt oder erlaubt ist. Im Falle der Doppel-QT-Strukturen, welche eine größere laterale Ausdehnung der Einschnürung

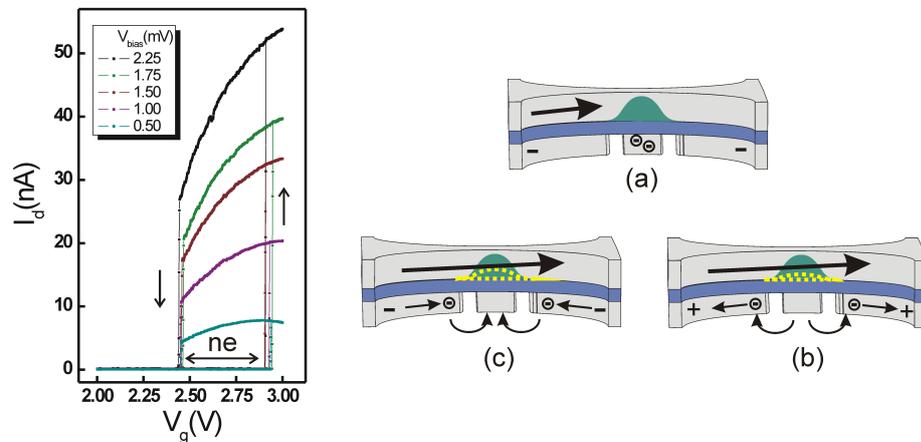


Abb. 5.8: Linkes Teilbild: Transfercharakteristik des Doppel-QT-Systems mit vergrößerten Einschnürungen bei $T = 90$ K. Rechtes Teilbild: Schematische Skizze der Einschnürung mit einer nominellen Weite von 400 nm. Die QWs sind grau dargestellt, die Tunnelbarriere blau. (a) Durch unvollständiges Al-selektives Ätzen verbleiben Elektroneninseln unterhalb der Tunnelbarriere. Für kleine Gatespannungen ist die Insel mit Elektronen geladen und der Stromtransport wird durch die induzierte elektrostatische Barriere (grün) unterbunden. (b) Eine Erhöhung der Gatespannung, angedeutet durch das '+', erlaubt es den Elektronen die Insel zu verlassen, woraufhin die Barriere im Kanal zusammenbricht (gelbe gestrichelte Linie) und ein Stromfluss ermöglicht wird. (c) Eine anschließende Verringerung der Gatespannung, angedeutet durch das '-', führt erneut zu einem Laden des Floating-Gates und damit zur Abschnürung des Kanals.

aufweisen, dienen übrig gebliebene Teile des unteren QT, welche durch den Ätzprozess nicht vollständig entfernt wurden, als Floating-Gate. Im Gegensatz zu den bisher verwendeten Strukturen, deren Größen lediglich etwa 200 nm betragen und bei denen daher die untere $AlGaAs$ -Barriere nahezu vollständig entfernt werden konnte, ist dies bei den hier untersuchten Strukturen nicht der Fall. Bei diesen überstehen Teilstücke den Ätzprozess, so dass Zustände im unteren QW existieren, welche von Elektronen besetzt werden können. Dies ist schematisch im rechten Teilbild von Abb. 5.8 dargestellt. Sind diese Inseln ungeladen, so kann ein Source-Drain-Strom fließen. Gelangen allerdings Elektronen durch Tunnelprozesse auf diese Insel, so nehmen diese effektiv Einfluss auf den Kanal, in welchem aufgrund der sich aufbauenden Potentialbarriere der Stromfluss unterdrückt wird (Abb. 5.8 (a)). Der ungeladenen Zustand wird erreicht, indem die Gatespannung über einen kritischen Wert erhöht wird, welcher in dem hier vorgestellten Fall bei etwa $V_g = 2.9$ V liegt, so dass die auf dem Floating-Gate lo-

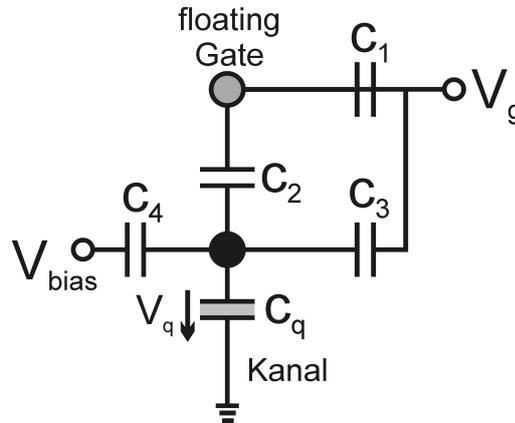


Abb. 5.9: Ersatzschaltbild des untersuchten Systems. Das Gate ist über die Kapazität C_1 an das Floating-Gate und außerdem über die Kapazität C_3 an den Kanal gekoppelt. Das Floating-Gate koppelt über C_2 an den Kanal mit der Quantenkapazität C_q . Außerdem wird noch die Kopplung des Drain-Reservoirs an den Kanal mittels C_3 beschrieben.

kalisierten Elektronen abrupt entleert werden, was einen sprunghaften Anstieg des Stroms zur Folge hat (Abb. 5.8 (b)). Eine anschließende Erniedrigung der Gatespannung erlaubt es Elektronen nun wiederum das Floating-Gate zu Laden und somit den Stromfluss zu unterbinden (Abb. 5.8 (c)). Die Hysterese, mit dem Abwärtssprung bei kleineren Gatespannungen als dem Aufwärtssprung, ist darin begründet, dass hierbei zusätzlich die Coulomb-Abstoßung der Kanalelektronen überwunden werden muss.

Diese Schaltcharakteristik wird im Folgenden analytisch beschrieben. Das System bestehend aus Kanal, Floating-Gate und Gate lässt sich durch das in Abb. 5.9 gezeigte Netzwerk beschreiben. Insbesondere soll der Zusammenhang zwischen Schwellspannungshysterese und Drain-Spannung dargestellt werden. Die Gatespannung V_g kontrolliert hierbei über die Kapazitäten C_1 und C_3 sowohl das elektrochemische Potential im Floating-Gate als auch im QW. Die Potentialbarriere im QW wird über die Kapazitäten C_2 und C_4 durch das Floating-Gate und das Drain-Reservoir beeinflusst. Der Spannungsabfall über der Quantenkapazität des Kanals C_q wird durch die Spannung V_q beschrieben und lässt sich durch die Differenz zwischen elektrochemischem und elektrostatischem Potential ausdrücken.

Die Berechnung des kapazitiven Netzwerks liefert schließlich für den Spannungsabfall V_q :

$$V_q = \frac{-neC_2 + (C_1 + C_2)C_3V_{bias} + \frac{1}{2}[\sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 (C_l C_m - \frac{1}{3}C_l^2)]V_g}{C_2^2 - (C_1 + C_2) \sum_{n=2}^4 C_n + C_q} \quad (5.7)$$

wobei e die Elementarladung und n die Anzahl der auf dem Floating-Gate gespeicherten Elektronen ist. Im Grenzfall für $V_q = 0$ sind das elektrochemische und das elektrostatische Potential des QW gleich und es befinden sich somit keine Elektronen im Kanal [136]. Unter der Annahme eines gut an den Kanal angekoppelten Drain-Reservoirs kann C_4 vernachlässigt werden und ergibt sich für die Schwellspannung:

$$V_T = \frac{1}{\frac{1}{2} \sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 (C_l C_m - \frac{1}{3} C_l^2)} \cdot [n e C_2]. \quad (5.8)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass die Schwellspannung V_T , und somit auch die Hysteresebreite, direkt durch der Anzahl der Elektronen auf dem Floating-Gate bestimmt wird. Die Kapazität C_3 , welche die Kopplung des Gates an den Kanal wiedergibt, ist durch [129]

$$n_{2D} = \frac{-V_T C_3}{e} \Rightarrow C_3 = \frac{-n_{2D} e}{V_T} \quad (5.9)$$

mit der Schwellspannung V_T und der Elementarladung e gegeben und wird somit durch die Ladungsträgerdichte n_{2D} des zweidimensionalen Systems bestimmt. Für die Quantenkapazität C_q des Kanals sowie die kapazitive Kopplung des Floating-Gates auf den Kanal C_2 gilt

$$\begin{aligned} C_q &= \frac{e^2 n_{2D}}{kT e^{E_F/kT}} \\ C_2 &= \varepsilon \varepsilon_0 \frac{A}{d}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

wobei A die Fläche des Floating-Gates ist. Für die Gesamtkapazität C_{ges} , mit der V_g an den Kanal koppelt gilt nach [69] $C_{ges} = C_1 + C_2$ und sie ist durch $C_{ges} = 8\varepsilon\varepsilon_0 r$ gegeben, wobei hier $r = 35$ nm für den Radius des Floating-Gates gilt. Für die Kapazitäten ergeben sich dann folgende Werte:

$$\begin{aligned} c_1 &= 3.79 \cdot 10^{-17} \text{ F} \\ c_2 &= 7.20 \cdot 10^{-17} \text{ F} \end{aligned}$$

Mit der Ladungsträgerdichte $n_{2D} = 1.4 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2}$ des QW lässt sich anschließend die Anzahl der Elektronen, mit denen das Floating-Gate geladen wird, berechnen. Es zeigt sich, dass das Floating-Gate für den bistabilen Schaltvorgang mit $n \approx 50$ Elektronen geladen ist.

Im Folgenden werden Transportmessungen an Strukturen mit freischwebenden Brücken, wie in Abb. 5.4 gezeigt, vorgestellt, wobei insbesondere die Funktionalität bei höheren Temperaturen im Vordergrund steht. Abb. 5.10 (a) zeigt ausgewählte Transferkennlinien für Vorwärtsspannungen $V_{bias} = 2.5, 2.0, 1.5$ V bei einer Temperatur von $T =$

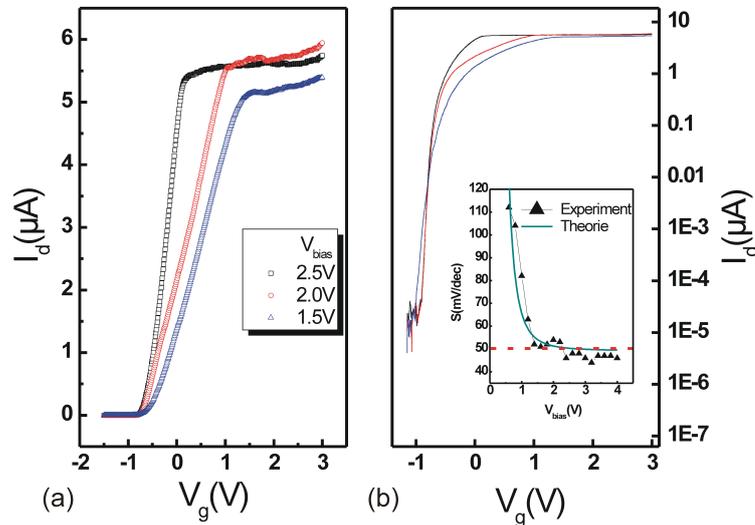


Abb. 5.10: (a) Transferkennlinien der prozessoptimierten Doppel-QT-Strukturen bei $T = 250$ K für verschiedene Vorwärtsspannungen. Im dargestellten Bereich waren keine signifikanten Leckströme detektierbar. (b) Semi-logarithmische Darstellung der Transferkennlinien zur Auswertung des SS in linearen Bereich. Es ist die größere Steilheit für höhere Biasspannungen ersichtlich. Einsatz: Aus den Transferkennlinien extrahierter SS, welcher ab etwa $V_{bias} = 2.3$ V unterhalb des Limits ($S > 50$ mV/dek) für konventionelle FETs liegt (durch die rote Linie dargestellt). Der theoretische Verlauf ist durch die blaue Kurve dargestellt.

250 K. Im dargestellten Bereich traten keine messbaren Leckströme in den unteren QW auf. Die Gatespannung diente als Eingang und wurde im Bereich $V_g = -1.5 \dots 3.0$ V verfahren. Für negative Gatespannungen ist der Kanal zunächst abgeschnürt und es ist kein Stromfluss I_d zu beobachten. Ab einer Schwellspannung V_T setzt ein Stromfluss ein und nimmt linear zu, bis schließlich ein Sättigungsbereich erreicht wird. Die Schwellspannung verschiebt sich dabei von $V_T = -0.59$ V für $V_{bias} = 2.5$ V bis $V_T = -0.35$ V für $V_{bias} = 1.5$ V. Um das Schaltverhalten beurteilen zu können, wurde in Abb. 5.10 (b) eine semi-logarithmische Auftragung gewählt. Es zeigt sich, dass der Subthreshold-Swing (SS), d.h. die benötigte Gatespannungsänderung ΔV_g um einen Stromhub um den Faktor 10 zu bewirken, mit zunehmender Vorwärtsspannung abnimmt. Um dies genauer zu analysieren wurde der SS für eine Serie von Vorwärtsspannungen ausgewertet und im Einsatz von Abb. 5.10 (b) dargestellt. Das fundamentale Limit herkömmlicher Transistoren von $S \geq 50$ mV/dek bei 250 K ist durch die rote

Linie verdeutlicht. Sobald eine Schwelle von $V_{bias} = 2.2 \text{ V}$ überschritten wird, fällt der SS des Bauteils unter dieses fundamentale Limit.

Für die beobachtete Abnahme des SS, der einer Zunahme der Gateeffektivität η entspricht, wird im Weiteren ein Modell entwickelt, welches zum Verständnis der experimentell gewonnenen Daten beiträgt. Ein Anstieg der Drain-Spannung hat eine Verschiebung der Lage der Potentialbarriere im QW in Richtung Source-Kontakt zur Folge. Bei einer konstanten Gatespannung $V_g = V_T$ sei diese Barriere für $V_d = 0$ symmetrisch im QW lokalisiert. Die entsprechende Barrierenhöhe ϕ ist hierbei durch das Design, den Aufbau und den Herstellungsprozess des QW vorgegeben. Eine Erhöhung der Drain-Spannung verschiebt das Barrierenmaximum in Richtung des Source-Kontakts und bewirkt außerdem eine Verringerung der effektiven Barrierenhöhe. Zur Beschreibung der Verschiebung des Maximums wird von einer symmetrischen Potentialbarriere mit dem Maximum bei $x = 0$, d.h. im Zentrum des QW, ausgegangen. Für diese soll auf Grund des QW-Designs ein stetig differenzierbarer Verlauf des Barrieropotentials angenommen werden. Somit lässt sich die elektrostatische Höhe der Potentialbarriere durch die Gleichung

$$\phi = -\alpha x^2 + \beta \quad (5.11)$$

beschreiben [136], wobei α die Krümmung und β die absolute Höhe der Barriere charakterisiert. Besitzt der QW eine Länge L , so gilt an den Kontakten bei $x = -L/2$ und $x = +L/2$, dass $-e\phi$ dem elektrochemischen Potential μ_d von Drain bzw. μ_s von Source entspricht. Für $V_d = V_s = 0$ folgt demnach

$$\beta = \frac{e\alpha \frac{L^2}{4} - \mu_s}{e} \quad (5.12)$$

Für $V_s = 0$ ergibt sich die Abnahme der Barrierenhöhe direkt durch die angelegte Drain-Spannung. Die gleichzeitig auftretende Leitungsbandverbiegung ist durch eV_d gegeben, womit ϕ eine Komponente abhängig von V_d und x enthält. In erster Näherung kann dieser dynamische, von V_d abhängige Verlauf durch

$$\phi_{dyn} = -\frac{xV_d}{L} + \frac{e\frac{V_d}{2} - \mu_s}{e} \quad (5.13)$$

beschrieben werden. Somit ergibt sich für den Verlauf der Potentialbarriere aus den Gleichungen 5.11 - 5.13:

$$\phi_\Sigma = \phi + \phi_{dyn}. \quad (5.14)$$

Die Lage des Barrierenmaximums x_{max} in Abhängigkeit von V_{bias} ergibt sich nach $\partial\phi_\Sigma/\partial x = 0$ zu

$$x_{max} = -\frac{V_{bias}}{2\alpha L}. \quad (5.15)$$

Man sieht nun, dass wie oben beschrieben das Barrierenmaximum mit zunehmender

Bias-Spannung in Richtung Source-Kontakt verschoben wird. Diese Verschiebung ist bei kleineren Längen L des QW stärker ausgeprägt, was dem so genannten Drain-Induced-Barrier-Lowering entspricht. Mit der Verschiebung des Barrierenmaximums einher geht in dem hier betrachteten QW-System eine Veränderung der kapazitiven Kopplung zwischen Gate und Potentialbarriere, was im Design des QW begründet liegt. Wie in Abb. 5.5 gezeigt besitzt der QW einen parabolischen Verlauf, und die Kopplungsfläche zwischen Gate und Kanal ist im Zentrum bei $x = 0$ am kleinsten. Verschiebt sich x_{max} in Richtung Source, so nimmt die effektive Fläche A zwischen Gate und QW zu und kann über

$$A = \frac{2}{3}x^3 + A_0 \quad (5.16)$$

beschrieben werden. Der Gate-Kanal-Abstand d bleibt hierbei konstant. Somit tritt für Erhöhung der Bias-Spannung eine dynamische Erhöhung der Kopplungsfläche auf, was zu einer erhöhten kapazitiven Kopplung zwischen Gate und Kanal führt. Dies wird durch die Kapazität $C = \varepsilon_0 \varepsilon A/d$ zwischen Gate und QW beschrieben, wobei A die Elektrodenfläche, d der Elektrodenabstand, ε_0 die absolute und ε die relative Dielektrizitätskonstante sind. Mit der Quantenkapazität ergibt sich somit

$$\eta = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \frac{V_{bias}^3}{8\alpha^3 L^3}}{\varepsilon_0 \varepsilon \frac{V_{bias}^3}{8\alpha^3 L^3} - C_q d} \quad (5.17)$$

Diese Gateeffektivität des QW ist demnach eine Funktion der angelegten Drain-Spannung und nimmt mit steigendem V_{bias} zu. Die Effektivität lässt sich nun aus den theoretischen und experimentell gewonnenen Werten des SS nach

$$\eta = \frac{S_{theo} |_{250K}}{S_{exp}} \quad (5.18)$$

bestimmen, was auf folgende Bestimmungsgleichung für den SS führt:

$$S_{exp} = \frac{S_{theo} |_{250K}}{\eta} = \frac{S_{theo} |_{250K} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon \frac{V_{bias}^3}{8\alpha^3 L^3} - C_q d)}{\varepsilon_0 \varepsilon \frac{V_{bias}^3}{8\alpha^3 L^3}} \quad (5.19)$$

Mit Formel 5.19 lassen sich die Messungen beschreiben und der sich ergebende theoretische Verlauf von $S(V_d)$ ist durch die blaue Kurve in Abb. 5.10 (b) dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den theoretischen Werten für den SS.

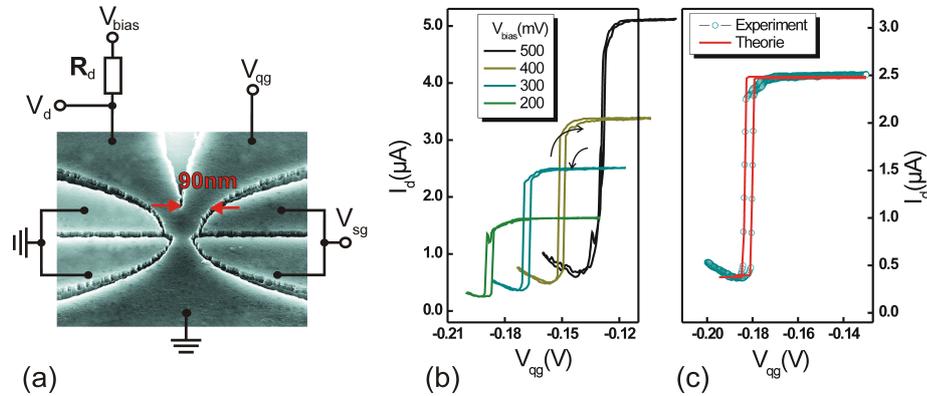


Abb. 5.11: (a) SEM-Aufnahme der Y-Struktur, realisiert in Doppel-QT-Strukturen zusammen mit dem verwendeten externen Setup. (b) Transferkennlinien als Waterfallplot für verschiedene Vorwärtsspannungen für das Astgate als Eingang. Das Sidegate wurde auf $V_{SG} = -2\text{ V}$ gesetzt, so dass das Astgate elektrisch vom Source-Drain-Kanal isoliert ist und somit als effektives Quantengate dienen kann. (c) Theoretischer Fit der Messdaten für $V_{bias} = 300\text{ mV}$.

5.3 Y-Transistoren auf der Basis gekoppelter Elektrogenase

Um Y-Strukturen analog zu Abb. 3.3 auf Doppel-QT-Basis zu realisieren, ist ein wesentlich tieferes Ätzen der isolierenden Gräben, verglichen mit herkömmlichen Strukturen, notwendig, um so die benötigte Güte der Isolation zu erzielen. Um dies zu realisieren wurden derartige Multi-Terminal-Strukturen trocken-chemisch geätzt. Abb. 5.11 (a) zeigt eine SEM-Aufnahme der Y-Struktur definiert in Doppel-QTs. Die schmalen Gräben, welche den Elektronenwellenleiter von den vier Kontrollgates isolieren sind lediglich 80 nm breit, jedoch einige hundert Nanometer tief. Die Strukturen wurden bei $T = 4.2\text{ K}$ vermessen, wobei der verwendete Messaufbau in Abb. 5.11 (a) dargestellt ist. Legt man das Sidegate auf $V_{SG} = -2\text{ V}$, so ist das Astgate elektrostatisch vom Source-Drain-Kanal getrennt und durch Akkumulation von Astelektronen wirkt es als effektives Quantengate, welches eine dynamischen Kapazität bezüglich des Kanals aufweist. Diese dynamische Kapazität kann, wie bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt, zu einem bistabilen Schaltvorgang führen.

Die entsprechenden Transferkennlinien für verschiedene Vorwärtsspannungen sind in Abb. 5.11 (b) dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Kurven mit

einem Offset von 0.13 V bezogen auf die jeweils linke Kurve dargestellt. Erhöht man die Astgate-Spannung V_{bg} von negativen Spannungen kommend, so tritt bistabiles Schalten begleitet von einer Schalthysterese auf. Beispielsweise springt der Strom für $V_{bias} = 300$ mV von $I_d = 0.5 \mu\text{A}$ auf $I_d = 2.25 \mu\text{A}$ mit einer Hysterese von lediglich $V_{Hys} = 3.5$ mV. Es wurde hierbei bistabiles Schalten bis zu einer minimalen Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 100$ mV für Ladewiderstände von $R = 100$ k Ω nachgewiesen. Um den Schaltvorgang genauer zu analysieren, soll die Leitfähigkeit des Source-Drain-Kanals als Funktion des spezifischen Schaltparameters γ ausgedrückt werden,

$$G = \frac{1}{2}G_0(1 + \gamma) \quad (5.20)$$

mit der Leitfähigkeit $G_0 = I_{max}/V_d$ des vollständig geöffneten Kanals, wobei I_{max} der maximale Strom und V_d die am Drain-Ast abfallende Spannung ist. Der Schaltparameter ist hierbei eine Funktion der Feldeffektwirkung des Quantengates sowie der Rückkopplung zwischen den Ästen und hat nach 2.2.3 die Form

$$\gamma = \tanh\left(\frac{\Delta\Phi_d - \Delta\mu_d}{kT}\right) = \tanh\left(\frac{e\eta_{qg}}{kT}(\Delta V_{qg} - \Delta V_T)\right). \quad (5.21)$$

Hierbei entspricht die Spannung, die an der elektrostatischen Barriere R_2 in der Nähe des Verzweigungspunkts der Y-Struktur abfällt, der effektiven Spannung am Quantengate (vgl. Abschnitt 2.2.3) und es gilt

$$V_{qg}^{eff} = \frac{1}{1 + R_1/R_2}(V_{qg} - V_T). \quad (5.22)$$

Das bistabile Schalten sowie die auftretende Hysterese lassen sich durch das dynamisch veränderliche elektrochemische Potential im Quantengate erklären. Eine Erhöhung der elektrochemischen Spannung V_{qg} im Quantengate hat einen erhöhten Drain-Strom und über die Rückkopplung eine höhere elektrostatische Potentialbarriere (zunehmendes R_1) im Quantengate zur Folge. Somit ändert sich die effektive Spannung V_{qg}^{eff} , wodurch der Drain-Strom und damit erneut V_{qg}^{eff} beeinflusst wird. Die effektive Quantengate-Spannung ändert sich also dynamisch, d.h. sie nimmt zu, und auf dem Rückweg muss V_{qg} um den Wert der Hysterese erniedrigt werden, um den Schaltvorgang in umgekehrter Richtung zu induzieren. Dieser ist also durch eine dynamische Verschiebung der Schwellspannung gekennzeichnet. In der theoretischen Betrachtung wird diesem Sachverhalt durch die Näherung $R_1/R_2 \approx I_d/I_S$ Rechnung getragen, wobei I_S den Drain-Strom für $R_1 = R_2$ beschreibt. Somit entspricht I_S im bistabilen Regime dem Low-Zustand vor dem bistabilen Schalten, während im stabilen Regime $I_S = I_{max}/2$ gilt.

Der theoretische Fit der Transferkennlinie ist exemplarisch in Abb. 5.11 (c) für $V_{bias} =$

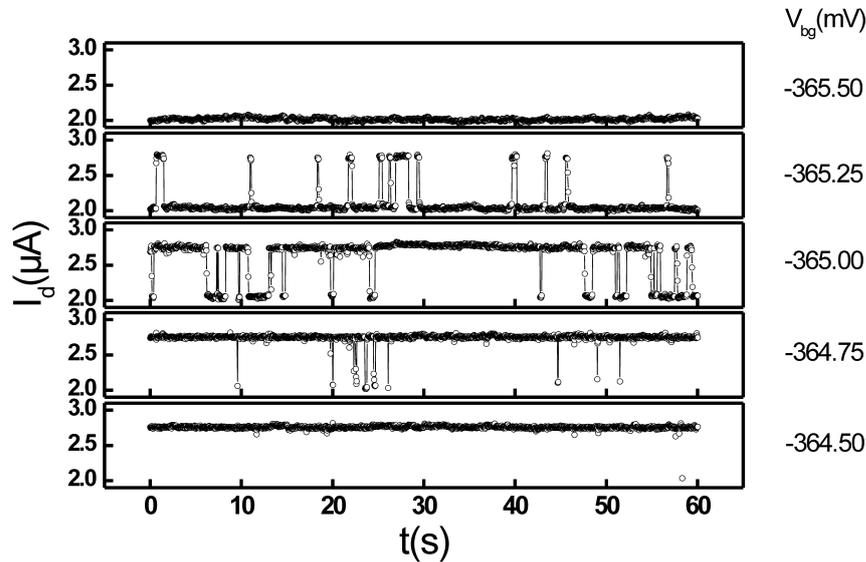


Abb. 5.12: Ausgangssignal detektiert am Drain-Ast des Y-Transistors. I_d oszilliert dabei zwischen den beiden Ausgangszuständen High und Low. Für eine Astgate-Spannung von $V_{qg} = -364.50$ mV ist vornehmlich der High-Zustand besetzt. Bei Erniedrigung der Astgate-Spannung wird anschließend auch in zunehmendem Maße der Low-Zustand besetzt.

400 mV durch die rote Kurve dargestellt. Unter Verwendung der Schwellspannung des Quantengates als Fitparameter mit -0.183 mV für das Aufwärtsfahren und -0.180 mV für das Herunterfahren ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen und der theoretischen Daten, mit $1/kT = 2762(eV)^{-1}$ für $T = 4.2$ K.

Des Weiteren war es möglich, extrem kleine Werte der Hysterese zu realisieren, so dass rauschinduziertes Schalten zwischen den beiden Zuständen Low und High beobachtet werden konnte, was in Abb. 5.12 dargestellt ist. In diesem Bereich wurde das Signal wiederum am Drain-Ast für verschiedene Quantengate-Spannungen V_{qg} für eine Zeit von $t = 60$ Sekunden aufgezeichnet. Das Ausgangssignal oszilliert hierbei zufällig zwischen den beiden möglichen Ausgangszuständen. Für $V_{qg} = -364.50$ mV verbleibt das Signal vorwiegend im High-Zustand, während der Low-Zustand nur extrem schwach besetzt ist. Eine Erniedrigung der Astgate-Spannung führt jedoch schließlich zu einer zunehmenden Bevölkung des Low-Zustands, bis schließlich bei $V_{qg} = -365.50$ mV das Signal im Low-Zustand verbleibt. Aus der zeitlichen Änderung der Ausgangsspannung werden für verschiedene Werte der Gatespannung die Mittelwerte

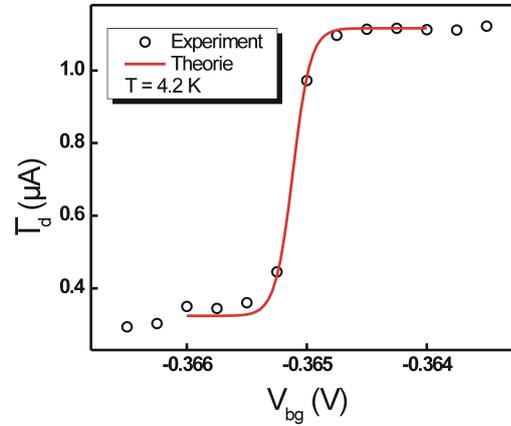


Abb. 5.13: Mittelwert der Drain-Spannung extrahiert aus Abb. 5.12. Das Schalten erfolgt dabei mit einer Aktivierungsenergie von lediglich $0.4 \cdot kT$.

des Ausgangssignals bestimmt (siehe Abb. 5.13). Hieraus lässt sich anschließend nach Gleichung

$$I_d = 1/2 \Delta I_{max} \left(1 + \tanh\left(\frac{V_{qg} - V_T}{V_a}\right) \right) + I_0 \quad (5.23)$$

die Aktivierungsenergie eV_a des Schaltprozesses bestimmen, wobei ΔI_{max} die Differenz der Drain-Ströme der beiden stabilen Zustände, V_T die Schwellspannung und I_0 der Wert des Low-Stroms sind. Mit den Fitparametern $eV_a = 1/6851 \text{ eV} = 0.146 \text{ meV}$, $V_T = -0.365 \text{ V}$ und $\Delta I_{max} = 0.8 \mu\text{A}$ zeigt sich, dass das Schalten des Mittelwerts mit einer Aktivierungsenergie von lediglich $0.4 \cdot kT$ erfolgt.

Kapitel 6

Magnetfeldasymmetrie in Quantendrähten mit asymmetrischer Gatekopplung

In diesem Kapitel soll der Leitwert von Quantendrähten basierend auf *GaAs/AlGaAs* Heterostrukturen unter dem Einfluss eines externen, senkrecht zur Probenebene gerichteten, Magnetfeldes untersucht werden. In diesen Strukturen wurden die Gates asymmetrisch konfiguriert. Während das Sidegate lateral über einen geätzten Graben an den Wellenleiter gekoppelt ist, wird die Kanalbegrenzung auf der gegenüberliegenden Seite durch ein metallisches Topgate, welches auf der Oberfläche des Halbleiters positioniert ist, realisiert.

Der nichtlineare Zwei-Terminal-Leitwert zeigt dabei ausgeprägte Asymmetrien bei Umkehr des Magnetfeldes, welche sowohl eine Abhängigkeit von der angelegten Vorwärtsspannung als auch von dem, durch die Gates induzierten, lateralen elektrischen Feld aufweisen. Die Sidegate-Spannungen können hierbei zur empfindlichen Manipulation der Asymmetrie genutzt werden, was es erlaubt, den Effekt der Sidegate-kontrollierten Asymmetrien durch zwei grundsätzlich verschiedene Streumechanismen zu erklären. Elektronen können entweder am geätzten Rand des Wellenleiters oder elastisch an der glatten elektrostatischen Grenze induziert durch das Topgate gestreut werden.

Die Onsager-Casimir Relationen [137, 138] sind Symmetriebedingungen für Korrelationsfunktionen. Diese können anhand des Fluktuation-Dissipations-Theorems als Reibungskoeffizienten interpretiert werden. In elektronischen Transportexperimenten trägt der Leitwert der Probe die Information über deren Dissipation. Aufgrund der Mikroreversibilität muss der Leitwert einer Multi-Terminal Struktur mit den Kontakten x und y unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes die Gleichung $G_{xy}(B) =$

$G_{yx}(-B)$ erfüllen. Für einen mesoskopischen Zwei-Terminal-Leiter vereinfacht sich diese Beziehung zu $G(B) = G(-B)$. Die Ursache hierfür liegt in der Zeitumkehrsymmetrie sowie dem positiven Vorzeichen der Entropiezunahme begründet [139]. Für $B = 0$ können ohne das Vorhandensein einer räumlichen Symmetrie nichtlineare Terme im Leitwert auftreten, welche asymmetrisch bzgl. der Vorwärtsspannung sind [140, 141]. Für endliche Werte von Magnetfeld und Bias-Spannung wurde ein nichtlinearer Term, welcher Leitwertasymmetrien zur Folge hat, theoretisch vorhergesagt [142]. Diese Asymmetrien können auf Elektron-Elektron oder Elektron-Phonon Wechselwirkungen zurückgeführt werden und wurden für ballistische [143] sowie ungeordnete phasenkohärente [144] Leiter in Gegenwart eines Magnetfeldes berechnet. Diese Vorhersagen konnten außerdem kürzlich experimentell bestätigt werden [145, 146, 147, 148, 149] und wurden durch das zufällige Auftreten von phasenkohärenten Effekten erklärt. Symmetrische und anti-symmetrische Komponenten der nichtlinearen Leitfähigkeit konnten für Multi-Terminal Systeme berechnet werden [150] und sogar im linearen Regime sind Abweichungen von den Symmetrierelationen für Systeme, welche mit ihrer Umgebung interagieren, zu erwarten [151]. Vor kurzem konnte gezeigt werden, dass der Zwei-Terminal Leitwert in Quantendrähten Asymmetrien bezüglich einer Umkehr des Magnetfeldes zeigt, welche auf Prozess-Inhomogenitäten der geätzten Ränder zurückzuführen sind. Diese führen zu einer Erhöhung der Rückstreuung und damit zu einem verminderten Leitwert sobald Elektronen durch das Magnetfeld bevorzugt an die raue Kanalbegrenzung gelenkt werden [152]. Es sollen nun Proben wie Eingangs des Kapitels beschrieben hinsichtlich ihres Zwei-Terminal-Leitwerts untersucht und Magnetfeldasymmetrien im nichtlinearen Transportbereich vorgestellt werden. Begründet liegen diese Asymmetrien im Bereich der schwachen Lokalisierung [153, 51, 38, 154, 155] in lokalen Rückstreuungen an den Begrenzungen des eindimensionalen Kanals.

Abb. 6.1 (a) zeigt eine SEM-Aufnahme der Quantendraht-Struktur mit dem geätzten Sidegate auf der rechten Seite des Kanals, welches mittels eines 200 nm breiten und 90 nm tiefen isolierenden Grabens vom leitfähigen Elektronenkanal separiert ist. Die Kanalbegrenzung auf der gegenüberliegenden Seite wurde durch das Aufbringen eines auf der Oberfläche liegenden Gates mit der angelegten Spannung V_{tg} realisiert. Dies bedeutet, dass für $V_{tg} = 0$ das leitfähige $2DEG$ überall im Bereich zwischen dem geätzten Graben und der Begrenzung an der linken Seite existiert. Durch das Anlegen einer negativen Spannung wird der Stromfluss im $2DEG$ unterhalb des Gates unterbunden, da dieses hierdurch lokal verarmt wird. In der verbleibenden Region zwischen dem geätzten Graben und dem negativ beschalteten Topgate bildet sich deshalb ein eindimensionaler Kanal aus, welcher den QW definiert. Die Länge des QW ist hierbei durch die Geometrie des geätzten Grabens sowie durch die Breite des

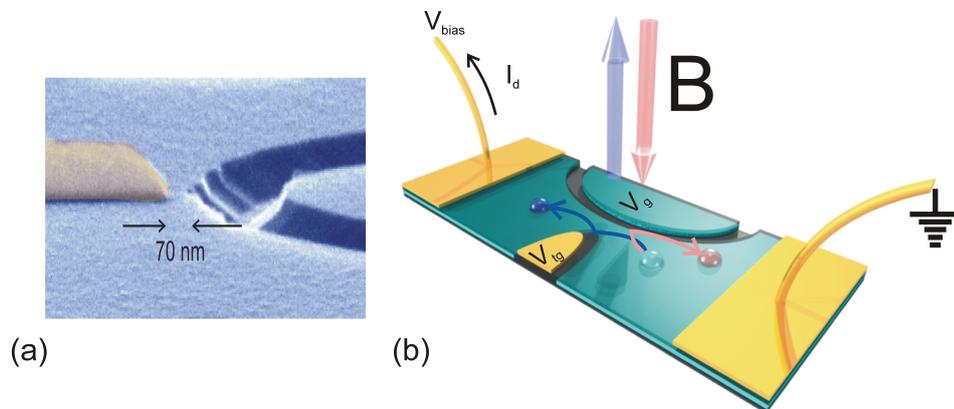


Abb. 6.1: (a) SEM-Aufnahme der untersuchten Struktur. Man erkennt das Sidegate auf der rechten und das Topgate auf der linken Seite, welche den Kanal definieren. (b) Schematische Skizze der untersuchten Struktur mit dem verwendeten externen Setup. Das auf der Oberfläche liegende Gold-Gate bewirkt durch das Anlegen einer negativen Spannung V_{tg} eine Verarmung des 2DEG's unterhalb. Die Sidegate-Spannung V_g dient der Steuerung der Leitfähigkeit des Kanals. Das eine Ende des Kanals wird als Drain-Reservoir mit der angelegten Spannung V_{bias} genutzt, während das andere auf Masse gelegt als Source Reservoir dient. Die Potentialbarriere induziert durch das Topgate V_{tg} führt zu elastischer Streuung wie durch die grüne Elektronenbahn angedeutet. Dies wird durch ein Magnetfeld, welches entsprechend des blauen Pfeils nach oben gerichtet ist erreicht. Im Gegensatz dazu lenkt ein nach unten gerichtetes Magnetfeld Kanalelektronen in die raue Begrenzung durch den geätzten Graben. Hierdurch wird der Leitwert reduziert.

Topgates bestimmt und beträgt in dieser speziellen Struktur ca. $2 \mu\text{m}$. Die Strukturen wurden wiederum mittels Elektronenstrahlolithographie und nasschemischem Ätzen, basierend auf $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ Heterostrukturen, hergestellt. Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit wurden via Standard-Hallmessung zu $n_{2DEG} = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und $\mu_{2DEG} = 0.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bestimmt. Abb. 6.1 (b) zeigt ein schematisches Bild der Region der Struktur. Der Abstand zwischen dem Topgate und dem gegenüberliegenden Graben beträgt hier lediglich 70 nm. Die Vorwärtsspannung V_{bias} wurde an den oberen Kontakt angelegt, wodurch dieser als Drain-Reservoir definiert wurde, während der untere Kontakt mit Masse verbunden als Source diente.

Das Elektronenpaket ist beim Transport durch den Kanal dabei kapazitiv an das Topgate gekoppelt [156, 157]. Diese Kopplung kann mittels der Schrödinger-Poisson Gleichungen beschrieben werden [158, 159, 160, 161], wobei das Elektronen-Wellenpaket eine Umordnung der Elektronen innerhalb des Metalls [162] induziert. Nach [163, 164]

ergibt sich aus der zweidimensionalen Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (6.1)$$

für die potentielle Energie der Elektronen-Metall-Wechselwirkung

$$V(\mathbf{r}, t) = \int \frac{-|e\Psi(\mathbf{r}', t)|^2 d\mathbf{r}'}{4\pi\epsilon\epsilon_0[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (2d)^2]^{1/2}} \quad (6.2)$$

In Abb. 6.2 (a) ist der 2-Terminal Leitwert G normiert auf G_0 als Funktion der Topgate-Spannung V_{tg} , dargestellt. Die Vorwärtsspannung sowie die Sidegate-Spannung wurden auf $V_{bias} = 20$ mV und $V_g = 1$ V konstant gehalten. Der Kanal ist zunächst für negative Topgate-Spannungen abgeschnürt und beginnend ab einer Schwellspannung von $V_{tg} = -3.1$ V setzt ein Stromfluss von Source nach Drain ein. Das $2DEG$ wird demnach für negative V_{tg} verarmt. Überschreitet V_{tg} die Schwellspannung nimmt der Stromfluss zu. Abb. 6.2 (b) zeigt den Leitwertverlauf der Struktur bei der Wahl des Sidegates als Eingang. Die Vorwärtsspannung wurde wiederum auf $V_{bias} = 20$ mV festgesetzt, während $V_{tg} = -1$ V gewählt wurde. Für kleine Werte von V_{tg} ist der Kanal wiederum abgeschnürt und der Leitwert ist Null. Ab einer Schwellspannung von $V_{tg} = -2.05$ V steigt der Leitwert der Struktur an, bis schließlich ein Maximum von $G = 2.4 \cdot G_0$ bei $V_g = 2.4$ V erreicht wird. Eine weitere Erhöhung der Gatespannung führt zu einem Leckstrom durch das Gate, während Leckströme im dargestellten Regime mit Werten kleiner 1 nA vernachlässigbar sind. Für Eingangsspannungen im Bereich von $V_g = 1$ V zeigt sich ein deutlich ausgeprägtes Leitwertsplateau, welches auf der Ausbildung eines eindimensionalen Kanals im $2DEG$ beruht, bedingt durch das laterale Einschnürpotential aufgrund der Sidegatespannungen. Dies bedeutet, dass im QW eine Subband-Mode zum Gesamtleitwert der Struktur beiträgt.

Nun soll der Verlauf des 2-Punkt-Leitwerts bei Variation des senkrecht zur Probeebene gerichteten Magnetfeldes untersucht werden. Abb. 6.3 zeigt den Leitwert des QW als Funktion des angelegten Magnetfeldes für konstante Vorwärtsspannungen im Bereich $V_{bias} = 5...50$ mV wobei als Magnetfeldbereich $B = -1.1... + 1.1$ T gewählt wurde. Für kleine Vorwärtsspannungen von $V_{bias} = 5$ mV und verschwindender Magnetfeldstärke weist die Leitfähigkeit ein ausgeprägtes Minimum auf, welches für Magnetfelder mit $|A| > 0.1$ T unterdrückt ist. Bei einem Wert von $B = \pm 0.8$ T erreicht der Leitwert sein absolutes Maximum und eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes mindert den Leitwert wiederum. Eine Erhöhung der Vorwärtsspannung führt zunächst zu einer Zunahme des absoluten Leitwerts, z.B. von $G = 4.23 e^2/h$ für $V_{bias} = 5$ mV auf $G = 4.87 e^2/h$ für $V_{bias} = 20$ mV, einhergehend mit einer Verkleinerung des Minimums bis hin zur vollständigen Unterdrückung bei $V_{bias} = 30$ mV. Für Vorwärtsspannungen über $V_{bias} = 20$ mV nimmt der absolute Leitwert bis auf $G = 3.97 e^2/h$ für

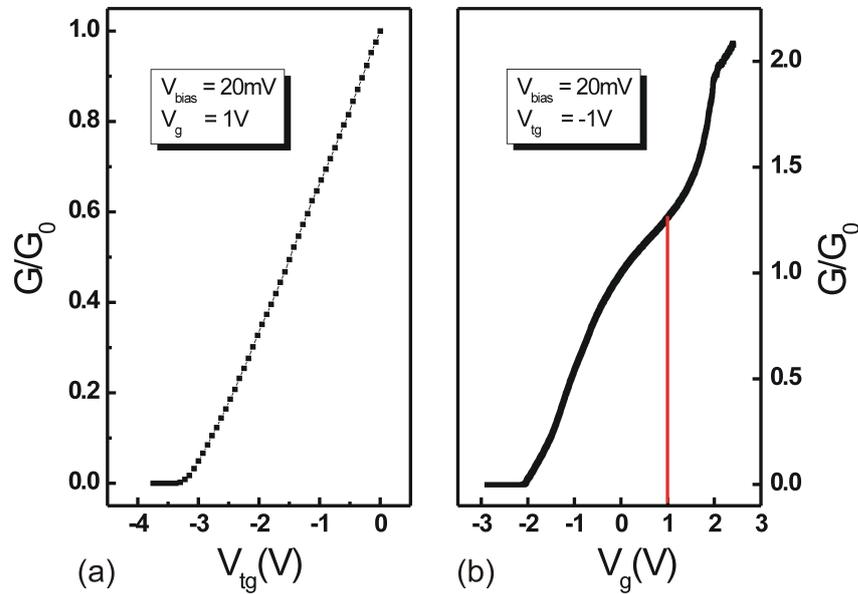


Abb. 6.2: (a) Transfercharakteristik mit der Spannung V_{tg} als Eingang, wobei $V_{bias} = 20 \text{ mV}$ und $V_g = 1 \text{ V}$ als Parameter gewählt wurden. (b) Transfercharakteristik für $V_{in} = V_g$ mit $V_{bias} = 20 \text{ mV}$ und $V_{tg} = -1 \text{ V}$

$V_{bias} = 50 \text{ mV}$ ab. Des Weiteren zeigen die Kurvenverläufe eine ausgeprägte Asymmetrie

$$G_{AS} = \frac{1}{2} \cdot (G(+B) - G(-B)) \quad (6.3)$$

bei Magnetfeldumkehr, welche mit der Vorwärtsspannung zunimmt, wobei $G(+B) > G(-B)$ gilt, was zunächst unseren Erwartungen, dass der Leitwert invariant gegenüber einer Magnetfeldumkehr ist, widerspricht.

Die Beobachtungen können folgendermaßen erklärt werden: Eine Erhöhung der Vorwärtsspannung führt zu einer zunehmenden Barrierenverkleinerung, was eine Zunahme des 2-Punkt Leitwerts nach sich zieht. Für Vorwärtsspannungen über $V_{bias} = 20 \text{ mV}$ tritt der Effekt einer verstärkten Elektronen-Phononen Streuung deutlich in Erscheinung was eine Erniedrigung des Leitwerts zur Folge hat. Das ausgeprägte Minimum um $B = 0$ resultiert aus der schwachen Lokalisierung der Ladungsträger, welche den Leitwert reduziert (siehe Abschnitt 2.1.2). Bei Erhöhung des Magnetfeldes wird die zugrunde liegende Zeitumkehrinvarianz bereits für sehr kleine Magnetfelder gebrochen und der Effekt der schwachen Lokalisierung verschwindet bei $B = 0.1 \text{ T}$, was sich in der Zunahme des Leitwerts äußert (siehe Abschnitt 2.4.2). Die der schwachen Loka-

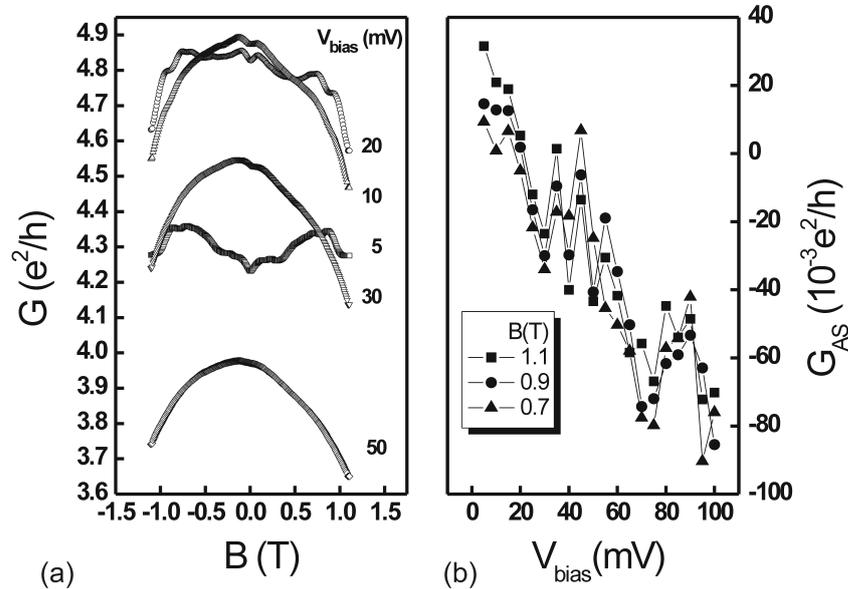


Abb. 6.3: (a) Leitwert des QW als Funktion des externen Magnetfeldes für Vorwärtsspannungen im Bereich $V_{bias} = 5 \dots 50$ mV. (b) $G_{AS} = (G(B) - G(-B))/2$ als Funktion der Vorwärtsspannung.

lisierung zugrunde liegenden Interferenzeffekte werden ebenfalls, durch die Erhöhung von V_{bias} über 20 mV hinaus, durch Heizungs- und Nichtgleichgewichtseffekte zerstört [165, 166]. Die Zunahme des Leitwerts bis zu Magnetfeldstärken $B = \pm 0.8$ T resultiert aus dem sog. Bending-Effekt, welcher dafür sorgt, dass Elektronenbahnen, welche ohne externes Magnetfeld an den Eintrittsrändern des QW zurück gestreut werden würden, in den Kanal umgelenkt werden und somit zum Leitwert beitragen können.

In eindimensionalen QWs wird der Leitwert stark durch Streuung der Ladungsträger an den begrenzenden Wänden beeinflusst. Die beobachtete Asymmetrie im Leitwert bei Umkehr des Magnetfeldes ist darin begründet, dass Elektronen, welche den Kanal passieren, entweder an den geätzten Rändern oder an dem gegenüberliegenden elektrostatischen Potential, induziert durch das Topgate, gestreut werden. Wenn Kanalelektronen vermehrt auf die Seite der rauen Oberfläche des geätzten Grabens gelenkt werden (rote Elektronenbahn in Abb. 6.1 (b)) ist die dort auftretende diffuse Streuung der den Leitwert maßgeblich bestimmende Prozess, was aufgrund der erhöhten Rückstreuung zu einer Minderung des Leitwerts des Bauteils führt. Im Gegensatz hierzu erhöht sich

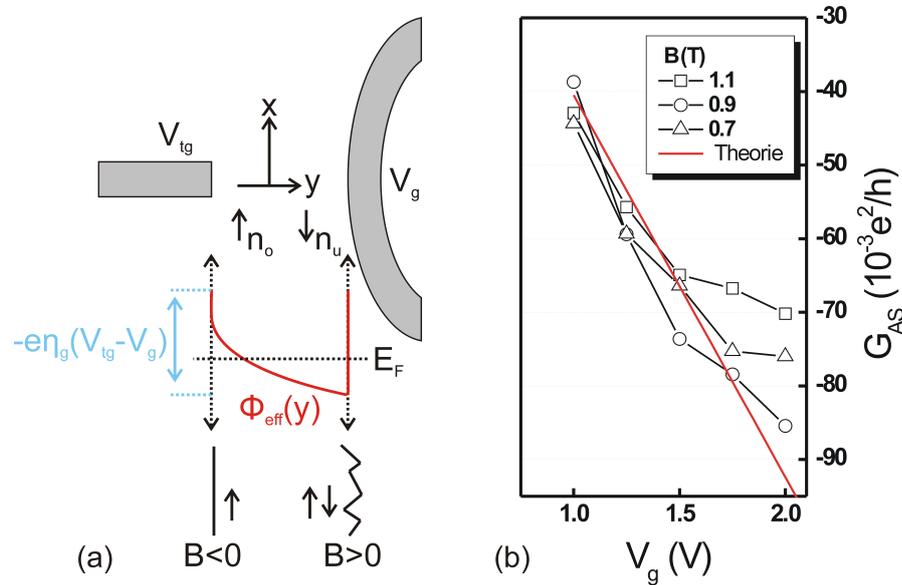


Abb. 6.4: (a) Schema des Potentialverlaufs Φ_{eff} . Elektronen werden durch das elektrische Feld auf die Seite des Sidegates abgelenkt und werden dort für negative Magnetfelder stärker rückgestreut. (b) Analyse des Einflusses der Sidegate-Spannung V_g auf die Asymmetrie.

der Leitwert durch das Umlenken der longitudinalen Elektronenbahnen in Richtung des glatten elektrostatischen Potentials auf der anderen Seite des QW, da hier vorwiegend elastische Streuung auftritt (blaue Elektronenbahn in Abb. 6.1 (b)). Diese, eine Asymmetrie G_{AS} hervorrufenden, Prozesse sollen nun detaillierter untersucht werden. Hierzu sind zunächst in Abb. 6.3 (b) die, aus den Leitwertverläufen von Abb. 6.3(a) extrahierten, Asymmetrien nach Gleichung 6.3 für verschiedene Biaswerte für Magnetfelder $|B| = 0.7, 0.9$ und 1.1 T dargestellt.

Für kleine Vorwärtsspannungen weist die Asymmetrie ein positives Vorzeichen auf, was bedeutet, dass der Leitwert für positive Magnetfelder erhöht ist im Vergleich zu negativen. Bei Erhöhung der Vorwärtsspannung wechselt die Asymmetrie ihr Vorzeichen und erreicht schließlich einen Maximalwert von $G_{AS} = -90 \cdot 10^{-3} e^2/h$. Zunächst bleibt also festzuhalten, dass der Wert der Asymmetrie in der QW Struktur aufgrund einer Umkehr des Magnetfeldes im beobachteten Bereich nahezu linear mit der angelegten Vorwärtsspannung zunimmt. Wenn die Annahme, dass die Asymmetrie

im Wesentlichen von den verschiedenen Streumechanismen an den Begrenzungen des QW abhängt korrekt ist, muss es möglich sein ihren Wert durch das gezielte Lenken der Kanalelektronen auf eine Seite des QW zu manipulieren.

Abb. 6.4 (a) zeigt eine Schemazeichnung des QW, der entlang der x-Achse orientiert ist. Das begrenzende Potential entlang der y-Richtung ist im mittleren Teil zusammen mit der Fermienergie E_F dargestellt. Für den Fall, dass Elektronen durch das laterale elektrische Feld zum Sidegate gelenkt werden besitzt das effektive Potential $\Phi_{eff}(y)$ den dargestellten Verlauf. Eine zusätzliche magnetische Ablenkung der Elektronen zur linken Seite ($B < 0$) werden dann den Anteil der Elektronen, die an der rechten Wand rückgestreut werden vermindern. Im Gegensatz dazu wird ein Ablenken der Elektronen in Richtung des Sidegates die Rückstreuung erhöhen ($B > 0$).

Zur quantitativen Analyse dieser feld effekt-kontrollierten Asymmetrie wurde ein Modell, welches von Yacobi *et al.* entwickelt wurde, um den Einfluss der Rückstreuung auf den Leitwert eines QW zu beschreiben [167], angepasst. Elektronen, welche sich, wie in Abb. 6.4 (a) gezeigt, nach oben oder nach unten bewegen werden durch die lokalen Ladungsträgerdichten $n_o(x)$ und $n_u(x)$. Die beiden Streuraten Γ_{1D} beschreibt die Streuung eines aufwärts laufenden Elektrons in einen nach unten laufenden Zustand und Γ_{2D} die Streuung zwischen dem $2DEG$ und den auf- und abwärts laufenden Elektronen. Durch den Parameter p werden unterschiedliche Streuraten berücksichtigt, mit

$$\Gamma_{1D}(1 + p) \quad (6.4)$$

für aufwärts laufende und

$$\Gamma_{1D}(1 - p) \quad (6.5)$$

für abwärts laufende Elektronen. Die Lösung der stationären Boltzmann-Gleichung

$$v \frac{\partial n_u}{\partial x} = n_o^{2D} \Gamma_{2D} + n_u \Gamma_{1D}(1 - p) - n_o [\Gamma_{2D} + \Gamma_{1D}(1 + p)] \quad (6.6)$$

für die aufwärtslaufenden Elektronen mit der Fermigeschwindigkeit v und

$$v \frac{\partial n_o}{\partial x} = n_u^{2D} \Gamma_{2D} + n_o \Gamma_{1D}(1 + p) - n_u [\Gamma_{2D} + \Gamma_{1D}(1 - p)]. \quad (6.7)$$

für die nach unten laufenden ergibt

$$G_{AS} = pev \cdot \frac{(n_o^{2D} + n_u^{2D})}{V(1 + \Gamma_{2D}/2\Gamma_{1D})}. \quad (6.8)$$

Es zeigt sich, dass für $\Gamma_{1D} = 0$ keine Asymmetrie auftritt, da die Rückstreuung unterdrückt ist. Um hieraus die Asymmetrie G_{AS} zu bestimmen kann man für den Fall

großer lateraler elektrischer Felder, so dass $-e\eta_g(V_{tg} - V_g) = E_F$ der Fermienergie mit $E_F = 15$ meV entspricht eine elastische Streuung aller sich aufwärts bewegenden Elektronen unterstellen, d.h. $p = -1$ [152]. η_g ist hierbei die Gateeffektivität. Ab einer kritischen Spannung $V_c = 2E_F/e = 0.03V$ an Drain ist die Barriere im Kanal höher als das elektrochemische Potential der nach oben laufenden Elektronen. Somit können diese nicht in den Kanal vordringen.

Eine Verringerung der Topgate Spannung zu höheren negativen Spannungen führt zu einer Verringerung der effektiven elektrischen Weite des QW aufgrund der hierdurch induzierten elektrostatischen Barriere, welche sich unterhalb des Gates im 2DEG aufbaut. Dies zwingt Elektronen, den QW auf Bahnen näher des geätzten Grabens zu passieren, was eine erhöhte Rückstreuung zur Folge hat welche zu einer zunehmenden Asymmetrie führt. In Abb. 6.4 (b) ist die Asymmetrie in Abhängigkeit der Sidegate-Spannung V_g wiederum für Magnetfelder von $|B| = 0.7, 0.9$ und 1.1 T aufgetragen, während konstant $V_{tg} = -1$ V und $V_{bias} = 20$ mV anlagen. Die Asymmetrie zeigt eine starke Abhängigkeit von der angelegten Sidegate-Spannung, wobei der Wert von $G_{AS} = -39 \cdot 10^{-3} e^2/h$ bei $V_g = 1$ V auf $G_{AS} = -86 \cdot 10^{-3} e^2/h$ bei $V_g = 3$ V zunimmt, was wiederum in guter Übereinstimmung mit den zuvor gemachten Annahmen ist. Bei Erhöhung der Sidegate-Spannung werden Elektronen, welche den Kanal passieren, vermehrt auf der Seite der nasschemisch geätzten Berandung inelastisch gestreut. Dies erhöht die RückstreuKomponente d.h. die Transmission wird vermindert, was sich durch einen verringerten Leitwert äußert. Bei entgegengesetzt gerichtetem Magnetfeld dominiert wiederum die elastische Streuung des glatten elektrostatischen Potentials unterhalb des Topgates. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit der Theorie nach 6.8 für $G_{AS} = -0.058 \cdot \frac{1}{V^2 T} (V_g - 0.22V) V B \frac{e^2}{h}$, wobei $V_{gs} = 0.22$ V die Gatespannung für den symmetrischen Fall eines QW bedeutet [152].

Es konnten somit die zu Grunde liegenden internen Prozesse, welche zu einer Asymmetrie des Zwei-Terminal Leitwerts in QWs aufgrund einer Magnetfeldumkehr führen, analysiert werden. Geeignete Gatedesigns erlaubten es, in den vorliegenden Strukturen die Streumechanismen, welche die Kanalelektronen erfahren, gezielt zu verstärken oder abzuschwächen. Diese sind grundlegend für die auftretende Asymmetrie wobei durch gezielte Manipulation ein sensitives Justieren zwischen elastischer und inelastischer Streuung erreicht werden kann, wodurch eine gute Kontrolle über die Größe von G_{AS} möglich ist.

Für die untersuchten Strukturen soll nun die potentielle Anwendbarkeit als Magnetfeldsensor vorgestellt werden. Insbesondere die Anwendbarkeit zur Detektion kleiner Magnetfelder bei gleichzeitig kompakter Bauweise stellt hierbei eine Herausfor-

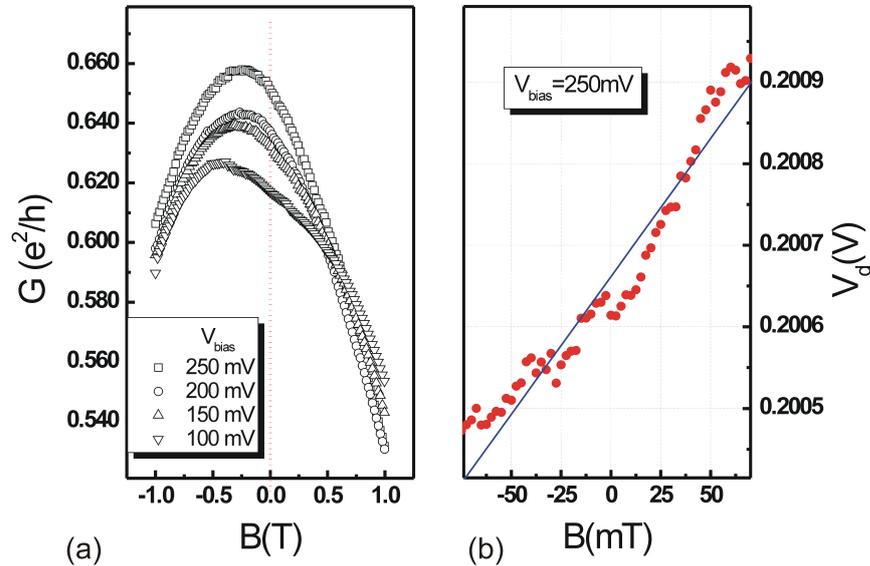


Abb. 6.5: (a) Zwei-Terminal Leitwert $G = I_d/V_d$ der Struktur als Funktion des senkrechten Magnetfeldes B für verschiedene Vorwärtsspannungen im Bereich $V_{bias} = 100\dots 250$ mV, welche in Serie mit einem Widerstand von $R = 10$ k Ω an Drain angelegt wurde. (b) Zur Detektion des unbekanntes Magnetfeldes verwendete, gemessene Drain-Spannung $V_d(B)$ für $V_{bias} = 250$ mV. Die Steigung $\frac{dV_d}{dB}$ ist das Maß für das angelegte Magnetfeld ist, mit einer maximalen Sensitivität von $S_A = 3.4$ mV/T.

derung dar, da wie in Abschnitt 2.4.3 gezeigt, Standard-Hall-Sensoren hier an Ihre Auflösungsgrenzen gelangen und das Quenching die Funktionalität zerstört. Abb. 6.5 (a) zeigt den 2-Terminal Leitwert eines asymmetrischen Quantendrahts als Funktion des senkrechten Magnetfeldes für Bias-Spannungen im Bereich $V_{bias} = 100\dots 250$ mV. Für kleinere Vorwärtsspannungen ist der Leitwert um $B = 0$ symmetrisch in B und ab einer Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 30$ mV tritt erstmals eine von Null verschiedene Asymmetrie G_{AS} auf. Eine weitere Erhöhung führt schließlich, wie in Abb. 6.5 (a) dargestellt, dazu, dass für kleine Magnetfelder der dominante Term in der magnetfeld-induzierten Änderung des Leitwertes die Asymmetrie des Leitwertes G_{AS} ist. Die Asymmetrie nimmt hierbei bei Erhöhung der Vorwärtsspannung zu und die gemessene Drain-Spannung V_d soll als Maß des angelegten Magnetfeldes verwendet werden. Diese hat den Vorteil, dass sie sehr einfach zugänglich ist und direkt gemessen werden kann. Abb. 6.5 (b) zeigt die Drain-Spannung für kleine Magnetfelder $B = -70\dots 70$ mT bei einer Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 250$ mV. Es zeigt sich, dass selbst im dargestellten Bereich kleiner Magnetfelder der V_d -Verlauf linear ist, oh-

ne die Quenching-Artefakte bekannt von Standard-Mikrohallensoren. Entsprechend Gleichung 2.42 ergibt sich die maximal erzielbare Sensitivität eines derartigen Sensors zu

$$S_A = \frac{dV_d}{dB} = 3.4 \frac{\text{mV}}{\text{T}} \quad (6.9)$$

für eine Verengung mit einer Ausdehnung von lediglich etwa 100 nm. Dies erlaubt es beispielsweise, mit einem Voltmeter mit einer Auflösung von 10 nV, Magnetfelder mit einer Genauigkeit besser als $3 \mu\text{T}$ zu bestimmen.

Anhang A

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich noch recht herzlich bei all jenen bedanken, die mich in den vergangenen Jahren begleitet haben. Ganz besonderer Dank gilt hierbei:

Herrn Prof. Dr. Alfred Forchel für die Möglichkeit, am Lehrstuhl für Technische Physik zu promovieren und für die Bereitstellung der hervorragenden experimentellen Ausstattung im Bereich der Nanoelektronik.

PD Dr. Lukas Worschech für anregende Diskussionen und die Betreuung während meiner Zeit in seiner Arbeitsgruppe.

Daniela Spanheimer, für 9 gemeinsame Jahre, die vieles waren, aber sicher nicht langweilig.

Christian Müller und Thomas Schmidt für stets interessante Diskussionen über die verschiedensten Themen und für die super Zusammenarbeit. Nicht zu vergessen die diversen außeruniversitären Aktivitäten.

Den restlichen Mitgliedern der Nanoelectronics-Gruppe David Hartmann, Sebastian Göpfert, Bettina Brandenstein-Köth, Stefan Kremling und Fabian Hartmann für die gute Stimmung innerhalb der Gruppe.

Des Weiteren möchte ich mich bei zwei TEP-Mitgliedern für die Unterstützung, fachlich aber auch menschlich, bedanken. Zum einen bei Angelika Berger für ihre oft unkomplizierte Art, Probleme und Fragen zu klären, sowie dafür, dass Sie stets ein offenes Ohr hatte.

Außerdem möchte ich mich bei Monika Emmerling für Ihre exzellente technische Arbeit beim Herstellen der Proben bedanken, aber auch für stundenlange ergiebige Dis-

kussionen, welche mein Verständnis der Prozesse wesentlich geprägt haben.

Herrn Gerd Manger und Herrn Roland Ebert, für die angenehme Zusammenarbeit und die prompten Heliumlieferungen auch wenn es mal wieder eilig war.

Martin Kamp, Sven Höfling, Micha Strauß und Christian Schneider für ihr Engagement im Mikrostrukturlabor.

Den Korrekturlesern dieser Arbeit C. Müller und D. Spanheimer.

Christina, Heike, Katha, Lane, Matze, Muffin, Nici, Siggie und Stift für ihre Unterstützung und die manchmal dringend notwendige Ablenkung.

Meinen Eltern Brigitte und Gerhard, meiner Schwester Selina und meinem Bruder Andreas. Ich danke Euch dafür, dass Ihr mich stets unterstützt und immer an mich glaubt habt.

Anhang B

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie
der Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 15. Juni 2005 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad 'Diplom-Ingenieur (Univ.)' verliehen.

Würzburg, den 30. März 2009

Stefan Lang

Literaturverzeichnis

- [1] BULLINGER, H. J.: *Technologieführer - Grundlagen, Anwendungen, Trends*. Berlin : Springer, 2006
- [2] SZE, S.: *Physics of Semiconductor Devices*. New York : John Wiley, 2002
- [3] CHAU, R. ; DATTA, S. ; DOCZY, M. ; DOYLE, B. ; JIN, B. ; KAVALIEROS, J. ; MAJUMDAR, A. ; METZ, M. ; RADOSAVLJEVIC, M.: Benchmarking nanotechnology for high-performance and low-power logic transistor applications. In: *IEEE Trans. Nanotechnol.* 4 (2005), S. 153
- [4] KIM, K. ; PARK, D.: The future outlook of memory devices. In: *37th European Solid State Device Research Conference (2007)*, S. 37
- [5] LURYI, S.: Quantum capacitance devices. In: *Appl. Phys. Lett.* 52 (1988), S. 501
- [6] MOORE, G. E.: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* 38 (1965), S. 114 – 117
- [7] ERNST, T. ; DUPRE, C. ; ISHEDEN, C. ; BERNARD, E. ; RITZENTHALER, R. ; MAFFINI-ALVARO, V. ; BARBE, J.C. ; CRECY, F. D. ; TOFFOLI, A. ; VIZIOZ, C. ; BOREL, S. ; ANDRIEU, F. ; DELAYE, V. ; LAFOND, D. ; RABILLE, G. ; HARTMANN, J.M. ; RIVOIRE, M. ; GUILLAUMOT, B. ; SUHM, A. ; RIVALLIN, P. ; FAYNOT, O. ; GHIBAUDO, G. ; DELEONIBUS, S.: Novel 3D integration process for highly scalable Nano-Beam stacked-channels GAA (NBG) FinFETs with HfO₂/TiN gate stack. In: *Electron Devices Meeting, 2006 (2006)*, S. 1
- [8] ROOSMALEN, F. van ; BEELEN-HENDRIKX, C.: Silicon sandwich to go [system-in-package technology]. In: *IEE Review* 51 (2005), S. 36
- [9] YEO, Y.-C.: Planar and multiple-gate transistors with silicon-carbon source/drain. In: *8th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology (2006)*, S. 39
- [10] TIWARI, S. ; KIM, H.-S. ; KIM, S. ; KUMAR, A. ; LIU, C.C. ; XUE, L.: In: *IEEE Lester Eastman Conference on High Performance Devices, 2002. Proceedings (2002)*, 508 S.

-
- [11] MASZARA, W. P. ; KRIVOKAPIC, Z. ; XIANG, Q. ; LIN, M.-R.: Multiple Gate MOSFETs. In: *ECS Transactions* 2 (2006), S. 329–339
- [12] MUKHOPADHYAY, S. ; CHUANG, K. Kim C.-T. ; ROY, K.: Modeling and analysis of total leakage currents in nanoscale double gate devices and circuits. In: *International Symposium on Low Power Electronics and Design* (2005), S. 8 – 13
- [13] UNO, M. ; DOI, I. ; TAKIMIYA, K. ; TAKEYA, J.: Three-dimensional organic field-effect transistors with high output current and high on-off ratio. In: *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), S. 103307
- [14] TOURE, H. D. ; GAILLARD, T. ; COULON, N. ; BONNAUD, O.: A Vertical Thin Film Transistor Based on Low Temperature Technology ($T < 600^{\circ}\text{C}$). In: *ECS Transactions* 16 (2008), S. 165–170
- [15] XIONG, W. W. ; CLEAVELIN, C. R. ; HSU, C.-H. ; MA, M. ; SCHRUEFER, K. ; ARNIM, K. v. ; SCHULZ, T. ; CAYREFOURCQ, I. ; MAZURE, C. ; PATRUNO, P. ; KENNARD, M. ; SHIN, K. ; XIN, S. ; LIU, T.-J. K. ; CHERKAOUI, K. ; COLINGE, J.P.: Intrinsic Advantages of SOI Multiple-Gate MOSFET (MuGFET) for Low Power Applications. In: *ECS Trans.* 6 (2007), S. 59
- [16] CLAEYS, C. ; SIMOEN, E. ; RAFI, J. M. ; PAVANELLO, Marcelo A. ; MARTINO, Joao A.: Physical Characterization and Reliability Aspects of MuGFETs. In: *ECS Transactions* 9 (2007), S. 281–294
- [17] MATTHEWS, J. N. A.: Semiconductor Industry Switches to Hafnium-Based Transistors. In: *Physics Today* 61 (2008), S. 25–26
- [18] LI, Z. ; YANG, F. ; WANG, J. ; LIN, P. ; CHANG, J. ; WANG, Y. ; YI, C. ; YAN, F.: The Impact of Shallow Trench Isolation on the Channel Hot Electron Programming Behaviors of SONOS Cells. In: *ECS Trans.* 18 (2009)
- [19] AI, Y. ; HUANG, R. ; WANG, Y. ; ZHUGE, J. ; WU, D. ; WANG, R. ; TANG, P. ; ZHANG, L. ; HAO, Z. ; WANG, Y.: Investigations on the Impact of the Parasitic Bottom Transistor in Gate-All-Around Silicon Nanowire SONOS Memory Cells Fabricated on Bulk Si Substrate. In: *ECS Transactions* 18 (2009), S. 99 – 104
- [20] HUANG, R.: Novel SONOS and Floating-Gate Flash Memory Cell Structures for High Density and High Reliability Applications. In: *ECS Transactions* 11 (2009), S. 245–252
- [21] SARAF, M. ; AKHVLEDIANI, R. ; EDREI, R. ; EDELSTEIN, R. S. ; ROIZIN, Y. ; HOFFMAN, A.: Low thermal budget $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ stacks for advanced SONOS memories. In: *J. Appl. Phys.* 102 (2007), S. 054512
-

- [22] KNICKERBOCKER, J. U. ; PATEL, C. S. ; ANDRY, P.S. ; TSANG, C. K. ; BUCHWALTER, L. P. ; SPROGIS, E. J. ; HORTON, R. R. Hua G. ; POLASTRE, R. J. ; WRIGHT, S. L. ; COTTE, J. M.: 3-D Silicon Integration and Silicon Packaging Technology Using Silicon Through-Vias. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 41 (2006), S. 1718 – 1725
- [23] SAKUMA, K. ; ANDRY, P. S. ; TSANG, C. K. ; WRIGHT, S. L. ; DANG, B. ; PATEL, C. S. ; WEBB, B. C. ; MARIA, J. ; SPROGIS, E. J. ; KANG, S. K. ; POLASTRE, R. J. ; HORTON, R. R. ; KNICKERBOCKER, J. U.: 3D chip-stacking technology with through-silicon vias and low-volume lead-free interconnections. In: *IBM J. Research and Development* 52 (2008), S. 611 – 622
- [24] STOPA, M.: Rectifying Behavior in Coulomb Blockades: Charging Rectifiers. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 146802
- [25] PALM, T. ; THYLÉN, L. L.: Analysis of an electron-wave Y-branch switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), S. 237
- [26] WESSTRÖM, J.-O. J.: Self-Gating Effect in the Electron Y-Branch Switch. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 2564
- [27] PAPADOPOULOS, C. ; RAKITIN, A. ; LI, J. ; VEDENEEV, A. S. ; XU, J. M.: Electronic Transport in Y-Junction Carbon Nanotubes. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 3476 – 3479
- [28] HIEKE, K. ; ULFWARD, M.: Nonlinear operation of the Y-branch switch: Ballistic switching mode at room temperature. In: *Phys. Rev. B* 62 (2000), S. 16727 – 16730
- [29] SIMMONS, J. A. ; BLOUNT, M. A. ; MOON, J. S. ; BACA, W. E. ; RENO, J. L. ; HAFICH, M. J.: Unipolar complementary bistable memories using gate-controlled negative differential resistance in a $2D - 2D$ quantum tunneling transistor. In: *Tech. Dig. Int. Electron. Devices Meet.* (1997), S. 755
- [30] FACER, G. R. ; KANE, B. E. ; DZURAK, A. S. ; HERON, R. J. ; LUMPKIN, N. E. ; CLARK, R. G. ; PFEIFFER, L. R. ; WEST, K. W.: Evidence for ballistic electron transport exceeding $160 \mu\text{m}$ in an undoped $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ field-effect transistor. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 4622–4625
- [31] BEENAKKER, C. W. J. ; HOUTEN, H. van: Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures. In: *Solid States Physics* 44 (1991), S. 1–228
- [32] DATTA, S.: *Electronic Transport in Mesoscopic Devices*. Cambridge University Press, 1995
- [33] HEINZEL, T.: *Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures*. Weinheim : Wiley-VCH, 2003
-

-
- [34] LANDAUER, R.: In: *IBM J. Res. Develop.* 1 (1957), 223 S.
- [35] LANDAUER, R.: Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. In: *Phil. Mag.* 21 (1970), S. 863
- [36] WEES, B. J. ; HOUTEN, H. van ; BEENAKKER, C. W. J. ; WILLIAMSON, J. G. ; KOUWENHOVEN, L. P. ; MARCEL, D. van d. ; FOXON, C. T.: Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988), S. 848
- [37] WHARAM, D. A. ; THORNTON, T. J. ; NEWBURY, R. ; PEPPER, M. ; AHMED, H. ; FROST, J. E. F. ; HASKO, D. G. ; RICHTIE, D. C. ; JONES, G. A. C.: One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. In: *J. Phys. C: Solid State Phys.* 21 (1988), S. L209
- [38] ALTSHULER, B. ; KHMELNITSKII, D. ; LARKIN, A. ; LEE, P.: Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. B* 22 (1980), S. 5142
- [39] BENOIT, A. ; UMBACH, C. ; LAIBOWITZ, R. ; WEBB, R.: Length-independent voltage fluctuations in small devices. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2343
- [40] KOESTER, S. J. ; ISMAIL, K. ; LEE, K. Y. ; CHU, J. O.: Weak localization in back-gated $Si/Si_{0.7}Ge_{0.3}$ quantum-well wires fabricated by reactive ion etching. In: *Phys. Rev. B* 54 (1997), S. 10604
- [41] THORNTON, T. J. ; ROUKES, M. L. ; SCHERER, A. ; GAAG, B.P. van d.: Boundary scattering in quantum wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), S. 2128–2131
- [42] DINGLE, R. ; STRÖMER, H. L. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W.: Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. In: *Appl. Phys. Lett.* 33 (1978), S. 665
- [43] WALUKIEWICZ, W. ; RUDA, H. E. ; LAGOWSKI, J. ; GATOS, H. C.: Electron mobility in modulation-doped heterostructures. In: *Phys. Rev. B* 30 (1984), S. 4571
- [44] PFEIFFER, L. ; WEST, K. W. ; STÖRMER, H. L. ; BALDWIN, K. W.: Electron mobilities exceeding $107\text{cm}^2/\text{Vs}$ in modulation-doped GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 55 (1989), S. 1888
- [45] CHRISTOU, A. ; VARMAZIS, K. ; HATZOPOULOS, Z.: High-mobility two-dimensional electron gas structure for modulation-doped GaAs transistors. In: *Appl. Phys. Lett.* 50 (1987), S. 935
- [46] EISENSTEIN, J. P. / Proc. 25th Int. Conf. Phys. Semicond. Osaka, 2000. – Forschungsbericht
-

-
- [47] SOLOMON, P. ; MORKOC, H.: Modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction field-effect transistors (MODFET's), ultrahigh-speed device for supercomputers. In: *IEEE Trans. Electron. Devices* 31 (1984), S. 1015–1027
- [48] STÖRMER, H. L.: Modulation doping of semiconductor superlattices and interfaces. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 49 (1980)
- [49] STÖRMER, H. L. ; DINGLE, R. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W., 1978, S. 557
- [50] ANDO, T. ; FOWLER, A.B. ; STERN, F.: Electronic Properties of two-dimensional Ssystems. In: *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982), S. 437–672
- [51] AHARONOV, Y. ; BOHM, D.: Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (1959), S. 485
- [52] KLITZING, K. von ; DORDA, G. ; PEPPER, M.: New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. In: *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980), S. 494
- [53] BÜTTIKER, M. ; IMRY, Y. ; LANDAUER, R. ; PINHAS, S.: Generalized many-channel conductance formula with application to small rings. In: *Phys. Rev. B* 31 (1985), S. 6207–6215
- [54] BÜTTIKER, M.: Four-terminal phase-coherent conductance. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), S. 1761
- [55] CHRISTEN, T. ; BÜTTIKER, M.: Technology Roadmap for Nanoelectronics. In: *Office for Official Publications of the European Communities* (2001)
- [56] PALM, T. ; THYLÉN, L. ; NILSSON, O. ; SVENSSON, C.: Quantum interference devices and field-effect transistors: A switch energy comparison. In: *J. Appl. Phys.* 74 (1993), S. 687–694
- [57] PALM, T. ; THYLÉN, L.: Designing logic functions using an electron waveguide Y-branch switch. In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), S. 8076
- [58] WORSCHER, L. ; WEIDNER, B. ; REITZENSTEIN, S. ; FORCHEL, A.: Investigation of switching effects between the drains of an electron Y-branch switch. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 3325
- [59] OMLING, P. ; RAMVALL, P. ; PALM, T. ; THYLÉN, L.: *Proceedings of the 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors*. World Scientific Publishing, 1994. – 1649 S.
- [60] LANDAUER, R.: Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. In: *IBM J. Res. Develop.* 32 (1988), S. 306–316
-

-
- [61] WESSTRÖM, J.-O. J.: *Experimental and Theoretical Investigations of Electron-Waveguide Devices*. Stockholm, School of Electrical Engineering and Information Technology, Diss., 1998
- [62] REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; HARTMANN, P. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: Capacitive-Coupling-Enhanced Switching Gain in an Electron Y-Branch Switch. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 226804
- [63] BÜTTIKER, M. ; PRÊTRE, A. ; THOMAS, H.: Current partition in multiprobe conductors in the presence of slowly oscillating external potentials. In: *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993), S. 4114
- [64] CHRISTEN, T. ; BÜTTIKER, M.: Low Frequency Admittance of a Quantum Point Contact. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 143
- [65] BÜTTIKER, M.: Capacitance, admittance, and rectification properties of small conductors. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 5 (1993), S. 9361
- [66] SMITH, T. P. ; GOLDBERG, B. B. ; STILES, P. J. ; HEIBLUM, M.: Direct measurement of the density of states of a two-dimensional electron gas. In: *Phys. Rev. B* 32 (1985), S. 2696–2699
- [67] ZHAO, X. ; WANG, J. ; GUO, H.: Electrochemical capacitance of a leaky nanocapacitor. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 16730
- [68] WANG, B. ; ZHAO, X. ; WANG, J. ; GUO, H.: Nonlinear quantum capacitance. In: *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), S. 2887
- [69] FERRY, D. K. ; GOODNICK, S. M.: *Transport in Nanostructures*. Cambridge : Cambridge University Press, 1997
- [70] SVERDLOV, V. A. ; WALLS, T. J. ; LIKHAREV, K. K.: Nanoscale silicon MOSFETs: a theoretical study. In: *IEEE Trans. Electron. Devices* 50 (2003), S. 1926
- [71] WORSCHER, L. ; HARTMANN, D. ; FORCHEL, A.: Dynamic-gate operation in nanoelectronic amplifiers due to reduced screening. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), S. 203105
- [72] ANDERSON, P. W. ; ABRAHAMS, E. ; RAMAKRISHNAN, T. V.: Possible explanation of nonlinear conductivity in thin-film metal wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), S. 718
- [73] KULIK, I. O. ; SHEKHTER, R. I.: Kinetic phenomena and charge discreteness effects in granulated media. In: *Sov. Phys. JETP* 41 (1975), S. 308–316
- [74] BEENAKKER, C. W. J.: Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), S. 1646
-

- [75] BEENAKKER, C. W. J. ; HOUTEN, H. van ; WEES, B. J.: Skipping Orbits, Transversing Trajectories and Quantum Ballistic Transport in Nanostructures. In: *Superlattices and Microstructures* 5 (1989), S. 127–132
- [76] PIPPARD, A. B.: *Magnetoresistance in Metals*. Cambridge Univ. Press, 1989
- [77] BEENAKKER, C. W. J. ; HOUTEN, H. van: Boundary scattering and weak localization of electrons in a magnetic field. In: *Phys. Rev. B* 38 (1988), S. 3232
- [78] ALTSHULER, B. L. ; ARONOV, A. G.: Magnetoresistance of thin films in transverse magnetic field and of wires. In: *JETP* 33 (1981), S. 499
- [79] HIKAMI, S. ; LARKIN, A. I. ; NAGAOKA, Y.: Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. In: *Prog. Theor. Phys.* 63 (1980), S. 707–710
- [80] RAHMAN, F. ; THORNTON, T. J. ; GALLAGHER, B. L. ; STRADLING, R. A.: Boundary scattering in wet-etched InAs/GaSb heterostructure wires: with and without magnetic field. In: *Semicond. Sci. Technol.* 14 (1999), S. 478–483
- [81] KUNETS, V. P. ; DOBBERT, J. ; MAZUR, Y. I. ; SALAMO, G. J. ; MÜLLER, U. ; MASSELINK, W. T. ; KOSTIAL, H. ; WIEBICKE, E.: Low thermal drift in highly sensitive doped channel $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs/In_{0,2}Ga_{0,8}As$ micro-Hall element. In: *J. Mater. Sci: Mater. Electron.* 19 (2008), S. 776–782
- [82] SUGIYAMA, Y. ; TAGUCHI, T. ; TACANO, M.: Highly-Sensitive Magnetic Sensor made of AlGaAs/GaAs Heterojunction Semiconductors. In: *Proc. 6th Sensor Symp.* (1986), S. 55–60
- [83] LEE, J. S. ; AHN, K. H. ; YEONG, Y. H. ; KIM, D. M.: Highly sensitive $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/In_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs$ quantum-well Hall devices with Si-delta-doped GaAs layer grown by LP-MOCVD. In: *Sens. Actuators A* 57 (1996), S. 183
- [84] KYBURZ, R. ; SCHMID, J. ; POPOVIC, R. S. ; MELCHIOR, H.: Highly sensitive $In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP$ hall sensors grown by MOVPE. In: *Sensor Mater.* 6 (1994), S. 273
- [85] MEDICO, S. D. ; BENYATTOU, T. ; GUILLOT, G. ; GENDRY, M. ; OUSTRIC, M. ; VENET, T. ; TARDY, J. ; HOLLINGER, G. ; CHOVET, A. ; MATHIEU, N.: Highly sensitive $In_{0,75}Ga_{0,25}As/AlInAs$ Hall sensors. In: *Semicond. Sci. Technol.* 11 (1996), S. 576
- [86] SUGIYAMA, Y. ; SOGA, H. ; TACANO, M.: Highly-Sensitive Hall Element with Quantum-Well Superlattice Structures. In: *J. Cryst. Growth* 95 (1989), S. 394–397
-

- [87] GRAYSON, M. ; FISCHER, M.: Measuring carrier density in parallel conduction layers of quantum Hall systems. In: *J. Appl. Phys* 98 (2005), S. 013709
- [88] TACANO, M. ; KANAYAMA, T. ; HIROSHIMA, H. ; KOMURO, M. ; SUGIYAMA, Y.: $1/f$ noise in a quarter-micron GaAs Hall device made by focused ion-beam implantation. In: *J. Appl. Phys* 62 (1987), S. 4301
- [89] BEHET, M. ; BEKAERT, J. ; BOECKA, J. D. ; BORGHSA, G.: *InAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}Sb* quantum well Hall effect sensors. In: *Sens. Actuators A* 81 (2000), S. 13–17
- [90] KUNETS, V. P. ; HOERSTEL, W. ; U. MÜLLER, H. K. n. ; TARASOV, G. G. ; MAZUR, Y. I. ; ZHUCHENKO, Z. Y. ; MASSELINK, W. T.: High electric field performance of *Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs* and *Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/In_{0.3}Ga_{0.7}As* quantum well micro-Hall devices. In: *Sens. Actuators A* 101 (2002), S. 62–68
- [91] MASSELINK, W. T.: Ionized-impurity scattering of quasi-two-dimensional quantum-confined carriers. In: *Phys. Rev. Lett.* 1513 (1991)
- [92] POPOVIC, R. S.: *Hall Effect Devices*. Inst. of Physics Pub., 1991
- [93] VERSNEL, W.: Analysis of symmetrical Hall plates with finite contacts. In: *J. Appl. Phys.* 52 (1981), S. 4659
- [94] MASSELINK, W. T.: High-differential mobility of hot electrons in delta-doped quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991), S. 694
- [95] MASSELINK, W. T.: Real-space-transfer of electrons in InGaAs/InAlAs heterostructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), S. 801
- [96] KLEINPENNING, T. G. M.: Scattering mechanisms and $1/f$ noise in semiconductors. In: *Physica B* 103 (1981), S. 345
- [97] HUANG, D. ; GUMBS, G.: Quenching of the Hall effect in strongly modulated two-dimensional electronic systems. In: *Phys. Rev. B* 48 (1993), S. 2835–2838
- [98] ROUKES, M. L. ; SCHERER, A. ; ALLEN, S. J. ; CRAIGHEAD, H. G. ; RUTHEN, R. M. ; BEEBE, E. D. ; HARBISON, J. P.: Quenching of the Hall Effect in a One-Dimensional Wire. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 3011–3014
- [99] BEENAKKER, C. W. J. ; HOUTEN, H. van: Quenching of the Hall Effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988), S. 2406–2409
- [100] KIRCZENOW, G.: Mechanism of the quenching of the Hall effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), Nr. 25, S. 2993–2996
-

- [101] FORD, C. J. B. ; WASHBURN, S. ; BÜTTIKER, M. ; KNOEDLER, C. M. ; HONG, J. M.: Influence of geometry on the Hall effect in ballistic wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), S. 2724–2727
- [102] HAAN, S. de ; LORKE, A. ; HENNIG, R. ; SUHRKE, M. ; WEGSCHEIDER, W. ; BICHLER, M.: Magnetotransport properties of arrays of cross-shaped antidots. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), Nr. 12, S. 8845–8848
- [103] BAELUS, B. J. ; PEETERS, F. M.: Hall potentiometer in the ballistic regime. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), S. 1600–1602
- [104] CHANG, L. L. ; ESAKI, L. ; TSU, R.: Resonant tunneling in semiconductor double barriers. In: *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974), S. 593
- [105] CHO, A. ; ARTHUR, J.: Molecular beam epitaxy. In: *Prog. Solid State Chem.* 10 (1975), S. 157
- [106] ESAKI, L. ; TSU., R.: Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. In: *IBM J. Res. Develop.* 14 (1970), S. 61–65
- [107] M.KAMP ; EMMERLING, M. ; KUHN, S. ; A.FORCHEL: Nanolithography using a 100 kV electron beam lithography system with a Schottky emitter. In: *J. Vac Sci. Tech. B* 17 (1999)
- [108] DUTY, T. ; JOHANSSON, G. ; BLADH, K. ; C. WILSON, D. G. ; DELSING, P.: Observation of Quantum Capacitance in the Cooper-Pair Transistor. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 206807
- [109] SU, A. Y. ; HWANG, H. L. ; PILKUHN, M. H. ; PEI, Z.: Capacitance-voltage spectroscopy of silicon nanodots. In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), S. 062110
- [110] NATORI, K. ; KIMURA, Y. ; SHIMIZU, T.: Characteristics of a carbon nanotube field-effect transistor analyzed as a ballistic nanowire field-effect transistor. In: *J. Appl. Phys.* 97 (2005), S. 034306
- [111] DRAGOMAN, D. ; DRAGOMAN, M.: Variable capacitance mechanisms in carbon nanotubes. In: *J. Appl. Phys.* 101 (2007), S. 036111
- [112] OUYANG, Y. ; YOON, Y. ; FODOR, J. K. ; GUO, J.: Comparison of performance limits for carbon nanoribbon and carbon nanotube transistors. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 203107
- [113] ELLENBOGEN, J. C.: Neutral atoms behave much like classical spherical capacitors. In: *Phys. Rev. A* 74 (2006), S. 034501
- [114] RUSS, M. ; MEIER, C. ; LORKE, A. ; REUTER, D. ; WIECK, A. D.: Role of quantum capacitance in coupled low-dimensional electron systems. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 115334
-

- [115] JOHN, D. L. ; CASTRO, L. C. ; PULFREY, D. L.: Quantum capacitance in nanoscale device modeling. In: *J. Appl. Phys.* 96 (2004), S. 5180
- [116] WU, Shin-Tza ; YIP, Sungkit: Feedback effects on the current correlations in Y-shaped conductors. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 153101
- [117] LATGÉ, A. ; GRIMM, D. ; VENEZUELA, P.: Y-shaped carbon nanotubes: structural stability and transport properties. In: *J. Molec. Cat. A* 228 (2005), S. 125
- [118] GRIMM, D. ; VENEZUELA, P. ; LATGÉ, A.: Thermal and mechanical stability of Y-shaped carbon nanotubes. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 155425
- [119] HARTMANN, D. ; WORSCHSCH, L. ; LANG, S. ; FORCHEL, A.: Shunt quantum capacitance induced source switching in an electron Y-branch switch. In: *Phys. Rev. B* 75 (2007), S. 121302
- [120] HARTMANN, D. ; WORSCHSCH, L. ; HOFLING, S. ; FORCHEL, A.: Self-gating in an electron Y-branch switch at room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 122109
- [121] WORSCHSCH, L. ; HARTMANN, D. ; REITZENSTEIN, S. ; FORCHEL, A.: Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 17 (2005), S. 775
- [122] SCHLIEMANN, A. ; WORSCHSCH, L. ; REITZENSTEIN, S. ; KAISER, S. ; FORCHEL, A.: Large threshold hysteresis in a narrow AlGaAs/GaAs channel with embedded quantum dots. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 11
- [123] WEIS, J. ; HAUG, R. J. ; KLITZING, K. von ; PLOOG, K.: Transport spectroscopy of a confined electron system under a gate tip. In: *Phys. Rev. B* 46 (1992), S. 12837
- [124] WIEL, W. G. d. ; FRANCESCHI, S. D. ; ELZERMAN, J. M. ; FUJISAWA, T. ; TARUCHA, S. ; KOUWENHOVEN, L. P.: Electron transport through double quantum dots. In: *Rev. of Mod. Phys.* 75 (2003), S. 848
- [125] KOUWENHOVEN, L. P. ; MARCUS, C. M. ; MCEUEN, P. L. ; TARUCHA, S. ; WESTERVELT, R. M. ; WINGREEN, N. S.: *Series E: Applied Sciences*. Bd. 345: *Mesoscopic Electron Transport*. Dordrecht : Kluwer, 1997
- [126] WEIS, J. ; HAUG, R. J. ; KLITZING, K. von ; PLOOG, K.: Competing channels in single-electron tunneling through a quantum dot. In: *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), S. 4019
- [127] SIMMONS, J. A. ; BLOUNT, M. A. ; MOON, J. S. ; LYO, S. K. ; BACA, W. E. ; WENDT, J. R. ; RENO, J. L. ; HAFICH, M. J.: Planar quantum transistor based on $2D - 2D$ tunneling in double quantum well heterostructures. In: *J. Appl. Phys.* 84 (1998), S. 5626
-

- [128] JO, J. ; SUEN, Y. W. ; ENGEL, L. W. ; SANTOS, M. B. ; SHAYEGAN, M.: Quantum Hall effect in a triple-layer electron system. In: *Phys. Rev. B* 46 (1992), S. 9776 – 9779
- [129] DAVIES, J. H.: *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An Introduction*. Cambridge University Press, 1997
- [130] VERJANS, J. R. ; OVERSTRAETEN, R. J. V.: Electrical characteristics of boron-implanted n-channel MOS transistors for use in logic circuits. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 22 (1975), S. 862–868
- [131] MANSY, Y. A. E.: Analysis and characterization of the depletion-mode IGFET. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 15 (1980), S. 331–340
- [132] VITTOZ, E. A. ; FARCA, J. E. (Hrsg.) ; TSIVIDIS, Y. (Hrsg.): *Micropower Techniques*. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice Hall, 1994 (Design of Analog-Digital VLSI Circuits for Telecommunications and Signal Processing)
- [133] ENZ, C. C.: *CMOS micropower Amplifiers*, École Polytechnique Fédéral de Lausanne, Diss., 1989
- [134] ENZ, C. C. ; KRUMMENACHER, F. ; VITTOZ, E. A.: An analytical MOS transistor model valid in all regions of operation and dedicated to low-voltage and low-current applications. In: *Analog Integrated Circuits and Signal Processing* 8 (1995), S. 83–114
- [135] TURCHETTI, C. ; MASETTI, G.: Analysis of the depletion-mode MOSFET including diffusion and drift currents. In: *IEEE on Electron Devices* 32 (1985), S. 773–782
- [136] MÜLLER, C. R.: *Nanoelektronische Feldeffekt-Transistoren und Quantenpunkt-speicher auf der Basis von modulationsdotierten GaAg/AlGaAs Heterostrukturen*. Würzburg, Julius-Maximilians-Universität, Diss., 2009
- [137] ONSAGER, L.: Reciprocal Relations in Irreversible Processes. In: *Phys. Rev.* 38 (1931), S. 2265
- [138] CASIMIR, H. B. G.: On Onsager's Principle of Microscopic Reversibility. In: *Rev. Mod. Phys.* 17 (1945), S. 343
- [139] DEYO, E. ; SPIVAK, B. ; ZYUZIN, A.: Signature of the electron-electron interaction in the magnetic-field dependence of nonlinear I-V characteristics in mesoscopic conductors. In: *Phys. Rev. B* 74 (2006), S. 104205
- [140] WEBB, R. A. ; WASHBURN, S. ; UMBACH, C. P.: Experimental study of nonlinear conductance in small metallic samples. In: *Phys. Rev. B* 37 (1988), S. 8455
-

-
- [141] LINKE, H. ; SHENG, W. D. ; SVENSSON, A. ; LÖFGREN, A. ; CHRISTENSSON, L. ; XU, H. Q. ; OMLING, P. ; LINDELOF, P. E.: Asymmetric nonlinear conductance of quantum dots with broken inversion symmetry. In: *Europhys. Lett.* 44 (1998), S. 341
- [142] LÖFGREN, A. ; MARLOW, C. A. ; SHORUBALKO, I. ; TAYLOR, R. P. ; OMLING, P. ; SAMUELSON, L. ; LINKE, H.: Symmetry of two-terminal nonlinear electric conduction. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 046803
- [143] SÁNCHEZ, D. ; BÜTTIKER, M.: Magnetic-Field Asymmetry of Nonlinear Mesoscopic Transport. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 106802
- [144] SPIVAK, B. ; ZYUZIN, A.: Signature of the Electron-Electron Interaction in the Magnetic-Field Dependence of Nonlinear I-V Characteristics in Mesoscopic Systems. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 226801
- [145] ZUMBÜHL, D. M. ; MARCUS, C. M. ; HANSON, M. P. ; GOSSARD, A. C.: Asymmetry of Nonlinear Transport and Electron Interactions in Quantum Dots. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 206802
- [146] WEI, J. ; SHIMOGAWA, M. ; WANG, Z. ; RADU, I. ; DORMAIER, R. ; COBDEN, D. H.: Magnetic-Field Asymmetry of Nonlinear Transport in Carbon Nanotubes. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 256601
- [147] LETURCQ, R. ; SÁNCHEZ, D. ; GÖTZ, G. ; IHN, T. ; ENSSLIN, K. ; DRISCOLL, D. C. ; GOSSARD, A. C.: Magnetic field symmetry and phase rigidity of the nonlinear conductance in a ring. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 126801
- [148] MARLOW, C. A. ; TAYLOR, R. P. ; FAIRBANKS, M. ; SHORUBALKO, I. ; LINKE, H.: Experimental investigation of the breakdown of the Onsager-Casimir relations. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 116801
- [149] RIKKEN, G. L. J. A. ; WYDER, P.: Magnetoelectric anisotropy in diffusive transport. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 115334
- [150] POLIANSKI, M. ; BÜTTIKER, M.: Magnetic-field symmetries of mesoscopic nonlinear conductance. In: *Physica E* 40 (2007), S. 67
- [151] SÁNCHEZ, D. ; KANG, K.: Validity and Breakdown of Onsager Symmetry in Mesoscopic Conductors Interacting with Environments. In: *Phys. Rev. Lett.* 1 (2008), S. 036806
- [152] HARTMANN, D. ; WORSCHCH, L. ; FORCHEL, A.: Tuneable magnetic-field asymmetry of nonlinear mesoscopic transport: Field-effect controlled backscattering in a quantum wire. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (2008), S. 113306
-

-
- [153] ABRAHAMAS, E. ; ANDERSON, P. W. ; LICCIARDELLO, D. C. ; RAMAKRISHNAN, T. V.: Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimensions. In: *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979), S. 673
- [154] BEENAKKER, C. W. J. ; HOUTEN, H. van: Boundary scattering and weak localization of electrons in a magnetic field. In: *Sol. Stat. Phys.* 44 (1988), S. 1
- [155] BERGMANN, G.: Physical interpretation of weak localization: A time-of-flight experiment with conduction electrons. In: *Phys. Rev. B* 28 (1983), S. 2914
- [156] HANSON, R. ; BEVEREN, L. H. W. ; VINK, I. T. ; ELZERMAN, J. M. ; NABER, W. J. M. ; KOPPENS, F. H. L. ; KOUWENHOVEN, L. P. ; VANDERSYPEN, L. M. K.: Single-Shot Readout of Electron Spin States in a Quantum Dot Using Spin-Dependent Tunnel Rates. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 196802
- [157] ELZERMAN, J. M. ; HANSON, R. ; BEVEREN, L. H. W. ; WITKAMP, B. ; VANDERSYPEN, L. M. K. ; KOUWENHOVEN, L. P.: Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot. In: *Nature* 430 (2004), S. 431
- [158] MELNIKOV, D. V. ; MATAGNE, P. ; LEBURTON, J.-P. ; AUSTING, D. G. ; YU, G. ; TARUCHA, S. ; FETTIG, J. ; SOBH, N.: Spin configurations in circular and rectangular vertical quantum dots in a magnetic field: Three-dimensional self-consistent simulations. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 085331
- [159] STOPA, M.: Band-gap renormalization and excitonic binding in T-shaped quantum wires. In: *Phys. Rev. B* 63 (2001), S. 195312
- [160] BEDNAREK, S. ; SZAFRAN, B. ; LIS, K. ; ADAMOWSKI, J.: Modeling of electronic properties of electrostatic quantum dots. In: *Phys. Rev. B* 68 (2004), S. 155333
- [161] BEDNAREK, S. ; LIS, K. ; SZAFRAN, B.: Quantum dot defined in a two-dimensional electron gas at n-AlGaAs/GaAs heterojunction: Simulation of electrostatic potential and charging properties. In: *Phys. Rev. B* 77 (2008), S. 115320
- [162] BEDNAREK, S. ; SZAFRAN, B. ; DUDEK, R. J. ; LIS, K.: Induced quantum dots and wires: Electron storage and delivery. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), S. 126805
- [163] SZAFRAN, B. ; PEETERS, F. M.: Time-dependent simulations of electron transport through a quantum ring: Effect of the Lorentz force. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 165301
- [164] BEDNAREK, S. ; SZAFRAN, B.: Energy dissipation of electron solitons in a quantum well. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 155318
-

-
- [165] HOUTEN, H. van ; WEES, B. J. ; HEIJMAN, M. G. J. ; ANDRÉ, J. P.: Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 49 (1986), S. 1781–1783
- [166] LINKE, H. ; BIRD, J. P. ; COOPER, J. ; OMLING, P. ; AOYAGI, Y. ; SUGANO, T.: Phase breaking of nonequilibrium electrons in a ballistic quantum dot. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), S. 14937–14940
- [167] YACOBY, A. ; STÖRMER, H. L. ; WINGREEN, N. S. ; PFEIFER, L. N. ; BALDWIN, K. ; WEST, K. W.: In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), 4612 S.
-