

**Nichtlineare
Magnetotransportuntersuchungen an
elektrostatisch eingeschnürten
Kanälen in Silizium-MOSFETs**

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

vorgelegt von
Carsten Kentsch
aus Nürnberg

2008

Tag der mündlichen Prüfung:

8. Dezember 2008

Dekan:

Prof. Dr. W. Knapp

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. D. Kern

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. D. Wharam, Ph.D.

für Kerstin

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Ziel der Arbeit	3
2	Grundlagen	5
2.1	Das Ausgangsmaterial Silizium	5
2.2	Der MOS-Feldeffekttransistor	7
2.2.1	Lineares Modell	9
2.2.2	Quadratisches Modell	11
2.2.3	Ausgangskennlinie	13
2.2.4	Eingangskennlinie	14
2.3	Zweidimensionale Elektronengase	15
2.4	Magnetotransport in zweidimensionalen Elektronengasen .	17
2.4.1	Shubnikov-de Haas-Oszillationen	22
2.4.2	Schwache Lokalisierung	24
2.4.3	Quanten-Hall-Effekt	27
2.4.4	Randzustände	30
2.5	Magnetotransport in einer Dimension	32
2.5.1	Leitwertquantisierung	32
2.5.2	Quantenpunktkontakte	38
2.5.3	Resonanzen in einem 1D Kanal	42
2.5.4	Random-Telegraph-Signal	43
3	Probenherstellung	45
3.1	Hallbar-Proben	45
3.1.1	Probenlayout	45
3.1.2	Prozessschritte	46
3.1.3	Poly-Silizium	56
3.1.4	Teststrukturen	58

3.1.5	Hallbar-Proben ohne Feldoxid	60
3.2	Splitgate-Proben	61
3.2.1	Prozessschritte	61
3.2.2	PECVD-Siliziumoxid	64
3.2.3	Elektronenstrahlolithographie	66
3.2.4	Probenlayout	71
3.2.5	Teststrukturen	72
3.2.6	Dotierungsabschätzung nach der Oxidation von Ga- teoxid	73
4	Messaufbau	77
4.1	Badkryostat	77
4.2	Entmischungskryostat	80
4.3	Messelektronik und Datenerfassung	81
4.3.1	Messgeräte	81
4.3.2	Kontaktierung der Probe	82
4.3.3	Datenerfassung	82
4.3.4	Messprinzip	83
4.4	Auswertung	85
5	Experimente mit Hallbar-Proben	87
5.1	Proben ohne Feldoxid	88
5.2	Proben mit Feldoxid	94
6	Experimente mit Splitgate-Proben	99
6.1	Messungen bei Raumtemperatur	99
6.1.1	MOSFET-Kennlinien	99
6.2	Abkühlen auf 1,5 K	101
6.2.1	Leckströme	101
6.3	Messungen bei 1,5 K	102
6.3.1	Quanten-Hall-Effekt	102
6.3.2	Shubnikov-de Haas-Oszillationen	104
6.3.3	Einschnürung des 2DEGs	106
6.3.4	Asymmetrische Einschnürungen des 2DEGs	123
6.4	Stabilität und Rauschen	125
6.4.1	Stabilität der Kennlinien nach Aufwärmzyklus	125
6.4.2	Quasicharakteristiken	126
6.4.3	Rauschen	128
6.5	Messungen im Entmischungskryostat	131
6.5.1	Abhängigkeit vom Magnetfeld	132

7 Zusammenfassung	135
A Parameter und Abmessungen	139
A.1 Parameter für die Herstellung von Hallbar- und Splitgate- Proben	139
A.2 Abmessungen der Splitgate-Devices	144
Literaturverzeichnis	146

Abbildungsverzeichnis

2.1	1. Brillouinsche Zone von Silizium	5
2.2	Bandstruktur von Silizium	6
2.3	Leitungsbandminimum von Silizium in der ersten Brillouinzone	7
2.4	Schematischer Aufbau eines MOS-Feldeffekttransistors	8
2.5	Bandverbiegung an der Oxid-Silizium-Grenzschicht und Entstehung der Inversionsschicht	10
2.6	Arbeitsweise eines MOSFETs	12
2.7	Typische Aus- und Eingangskennlinien eines MOSFETs	14
2.8	Entstehung eines zweidimensionalen Elektronengases in der Inversionsschicht eines MOSFETs	17
2.9	Entstehung von Landau-Niveaus durch ein magnetisches Feld	18
2.10	Verringerung der Zahl besetzter Landau-Niveaus bei Erhöhung des Magnetfeldes	20
2.11	Schematische Darstellung der Messung von U_{pp} und U_H	24
2.12	Schwache Lokalisierung	25
2.13	Lokalisierte und erweiterte Zustände	29
2.14	Potentielle Energie und der niedrigste Energiezustand in einem Magnetfeld für ein Elektron mit Wellenzahl k in einem engen Leiter	30
2.15	Der klassische Energie-Trajektorienzentrum-Phasenraum eines 2DEG im Magnetfeld	33
2.16	Längenskalen eines Quantenpunktkontaktes und die elektrostatische Einschnürung eines 2DEG durch Splitgates	39
2.17	Potentiallandschaft eines Quantenpunktkontaktes und Energien der transversalen Moden	40
2.18	Schematische Zeichnung des Kanals	42

3.1	Herstellungsschritte für Hallbar-Proben die zur Charakterisierung des 2DEGs dienen.	47
3.2	Prozessfolge bei der optischen Lithographie und anschließender Strukturübertragung	49
3.3	Maskenebenen für Hallbar-Proben die zur Charakterisierung des 2DEGs dienen.	51
3.4	Gebondete Probe zur 2DEG Charakterisierung	55
3.5	Typisches REM-Bild einer Poly-Oberfläche	57
3.6	Teststrukturen für Hallbar-Bauelemente zur Prozesscharakterisierung	59
3.7	Übersicht über die vier Maskenebenen für Hallbar-Bauelemente zur Prozesscharakterisierung	60
3.8	Prozessschritte für Proben mit optionalen Splitgates	62
3.9	Optische Mikroskopaufnahme einer fertig prozessierten Probe mit Cr-Splitgates in verschiedenen Vergrößerungen	63
3.10	Leckstrom bei PECVD-Oxid vor und nach dem Tempern	66
3.11	Alignmentmarke für die Elektronenstrahlithographie	67
3.12	Beispiel für Chrom-Splitgate-Struktur	68
3.13	REM-Bild eines Chrom-Splitgates	70
3.14	Maskenebenen für Bauelemente mit Chrom-Splitgates	71
3.15	Teststrukturen für Bauelemente mit Chrom-Splitgates	72
3.16	Layout der Maske zur Herstellung von 25 Hallbars	74
4.1	Schematischer Aufbau des ^4He -Badkryostaten mit 1,5 Kelvin Messsystem	78
4.2	Messkonfigurationen	84
5.1	Vergleich MOSFET Messung und Simulation	88
5.2	Quanten-Hall-Messung und Vergleich der Niveauabstände mit der Theorie von Proben mit extern hergest. Oxid	89
5.3	Quanten-Hall-Messung an Probe ohne Feldoxid und mit selbst hergest. Gateoxid; Ableitung der Messkurve	91
5.4	Shubnikov-de Haas-Messung in Abhängigkeit von B	92
5.5	Shubnikov-de Haas-Oszillationen in Abhängigkeit von U_{SG} bei einer Probe mit selbst hergest. thermischen Oxid	93
5.6	Quanten-Hall-Messung in Abhängigkeit von U_{SG} ($B=8\text{ T}$) an Probe mit Feldoxid und Ableitung der Messkurve.	94
5.7	Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei $B=8\text{ T}$ bei einer Probe mit Feldoxid.	95
5.8	Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei verschiedenen Gate-Spannungen in 3D-Ansicht	96

5.9	Shubnikov-de Haas-Oszillation mit Spinaufspaltung	97
6.1	Schar von Ausgangskennlinien aller 25 Einzelproben bei Raumtemperatur	100
6.2	Ausgangskennlinien bei verschiedenen Temperaturen . . .	101
6.3	Ausfrieren von Leckströmen	102
6.4	Quanten-Hall-Effekt bei Splitgate-Bauelement.	103
6.5	Shubnikov-de Haas-Messungen in Abhängigkeit von U_{SG} und B bei einer Splitgate-Probe.	104
6.6	Spannungsabfall über Punktkontakt, Definitionsstufe . . .	107
6.7	Resonanzen im Leitwert und linearer Fit	108
6.8	Ableitung des Leitwertes nach U_{Cr} bei verschiedenen In- versionsspannungen für $B=8\text{ T}$ und $B=0\text{ T}$	109
6.9	Ableitung des Leitwertes des Kanals nach der Inversions- spannung zu verschiedenen Splitgate-Spannungen.	111
6.10	Änderung der Splitgate-Spannung bei verschiedenen In- versionsspannungen bei Probe 102.	112
6.11	Leckströme des Topgates und der Splitgates.	114
6.12	Schar von Messkurven beim Schließen der Splitgates bei verschiedenen Magnetfeldern.	115
6.13	Schließen der Splitgates bei verschiedenen Magnetfeldern.	116
6.14	Lorentzfit an Peak 1.	117
6.15	Schließen der Splitgates bei Magnetfeldern zw. 0 und 8 T.	118
6.16	Ableitung der Kennlinie des Punktkontaktes nach deren Normierung auf ihr Maximum für Magnetfelder von 8-0 T.	119
6.17	Unterschiede beim Öffnen und Schließen des Kontaktes . .	120
6.18	Temperaturabhängigkeit im Bereich vor der Abschnürung des Kontaktes.	121
6.19	Temperaturabhängigkeit der Peakhöhe	122
6.20	Temperaturabhängigkeit des Leitwertes beim Schließen des Kontaktes im Bereich nach der Definitionsstufe.	123
6.21	Leitwert eines Punktkontaktes als Funktion der mittleren Spannung des Splitgates.	124
6.22	Aufwärmzyklus.	126
6.23	Quasicharakteristiken bei verschiedenen Temperaturen . .	127
6.24	Rauschen am Pinch-off.	129
6.25	Verschiebung von zwei Leitwertskurven zueinander	131
6.26	Verschiebung einer Stufe im Magnetfeld.	133
6.27	Leitwert widerstandskorrigiert.	134
A.1	Dimensionen der Chrom-Splitgate-Bauelemente	145

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die in Tübingen präsentierte Ausstellung „Enter!“ stellte die Entwicklung von der ersten Rechenmaschine von Wilhelm Schickard aus Tübingen aus dem Jahre 1623 bis hin zum modernen PC dar [ent06]. Besonders eindrucksvoll ist dabei die Zunahme der Rechengeschwindigkeit in den letzten Jahrzehnten. Diese wird durch die Verkleinerung von integrierten Schaltkreisen, die seit den frühen 1970er Jahren in Computern eingesetzt werden, erreicht. Die Notwendigkeit für immer schnellere Rechner lag und liegt am hohen Bedarf an Rechenleistung, den immer komplexer werdende Programme erfordern. Aber auch weitgehend unveränderte Programme, wie z.B. Simulationsprogramme, sind eine Triebkraft dieser Entwicklung, da das gleiche Ergebnis in kürzerer Zeit erzielt werden kann. Die von der Halbleiterindustrie ausgearbeitete Roadmap für die zukünftige Entwicklung von Herstellungsverfahren für Computerchips zeigt auf, welche Strukturverkleinerungen in den nächsten Jahren angestrebt werden und zu erwarten sind [ITR]. Bei diesen Strukturverkleinerungen gewinnt der Einfluss von quantenmechanischen Effekten mehr und mehr an Bedeutung, aber auch die Gewährleistung stabiler Herstellungsprozesse wird immer schwieriger [Mei01]. Deshalb stellt sich die Frage, ob im Bereich von Strukturgrößen von wenigen Nanometern MOSFETs¹, die Grundbauelemente von Computerchips, durch andere, bessere Bauelemente abgelöst bzw. ergänzt werden können. Daher wird in viele Richtungen geforscht, um neuartige Bauelemente zu entwickeln, die

¹MOSFET = metall oxide semiconductor field effect transistor

auf dieser Größenskala verlässlich funktionieren. Möglicherweise könnten Transistoren aus Kohlenstoffnanoröhrchen oder Einzelelektronentransistoren klassische MOSFETs eines Tages ablösen [Bac01],[Aug00].

Neben der Suche nach neuen Bauelementen werden auch gänzlich neue Computerkonzepte verfolgt. Besondere Aufmerksamkeit erzielten dabei Konzepte für Quantencomputer. Vorreiter waren Beinoff und Feynman in den frühen 1980er Jahren [Bei80], [Fey82]. Viele weitere Ideen für Quantencomputer folgten [Wil98], [Har02], [San99]. Theoretische Arbeiten zeigen, dass Quantencomputer die Leistungsfähigkeit heutiger Rechner für einige Anwendungen enorm übertreffen könnten [Sho94]. Das Grundprinzip dieser Quantencomputerkonzepte basiert darauf, dass durch das Überlappenlassen von Wellenfunktionen von quantenmechanischen Zuständen Berechnungen erfolgen. Hierzu müssen in diesen Rechnern so genannte Qubits (Quantum Bits) realisiert werden, welche verschiedene quantenmechanische Zustände einnehmen können.

Das Konzept von Kane erlangte unter den Quantencomputerkonzepten besondere Beachtung [Kan98]. Es beschreibt einen Quantencomputer der auf Silizium basiert, welcher daher bei seiner Realisierung von der weit entwickelten Silizium-Halbleitertechnologie stark profitieren könnte. Bei dem vorgeschlagenen Quantencomputer wird der Kernspin von ^{31}P Atomen, die sich in einem kernspinfreien Kristall aus ^{28}Si befinden, als Qubit verwendet. Nach Berechnungen des Quantencomputers liegt das Ergebnis in Form von parallel oder antiparallel zu einem äußeren Magnetfeld orientierten Kernspins der Phosphoratome vor. Zum Auslesen des Ergebnisses wird zunächst versucht, durch Hyperfeinwechselwirkung den Spin des Donatorelektrons des Phosphoratoms mit dessen Kernspin auszutauschen. Wenn beide eine unterschiedliche Orientierung ihres Spins haben, ist dies möglich. Anschließend wird versucht, das Elektron zu einem benachbarten Qubit mit bekanntem Elektronenspin zu verschieben. Diese mögliche Verschiebung kann beispielsweise durch eine kapazitive Ankopplung an einen Einzelelektronentransistor detektiert werden [Bue03], [Vri00], [Los98]. Sollte eine Verschiebung des Elektrons möglich sein, so haben beide Elektronen einen entgegengesetzten Spin, woraus direkt auf die Orientierung des Kernspins geschlossen werden kann. Voraussetzung für einen zuverlässigen Auslesevorgang ist eine lange Lebensdauer der Spinorientierungen [Fow03], denn erst einige Zeit nach der Berechnung werden die Kernspins indirekt über die mögliche Verschiebbarkeit von Elektronen ausgelesen werden. Daher sollen in diesem Konzept die Phosphoratome in ^{28}Si eingebettet sein, da dieses keinen Kernspin hat und somit Spinstreuung mit dem Grundmaterial ausgeschlossen ist.

Zur Realisierung eines solchen Quantencomputers werden viele Probleme [Key03], wie das der präzisen Positionierung der Phosphoratome, bereits angegangen [Sch02], [O'B01], [Yan03]. Dennoch wird eine exakte Positionierung extrem schwierig sein. Daher gibt es Überlegungen, wie fehlerhafte Berechnungen eines Quantencomputers korrigiert werden können [Wil98]. Auch eine zu kurze Lebensdauer der Spinzustände durch Defekte kann zu nicht korrigierbaren Fehlern führen [Kni99]. Daher ist es notwendig, Einflüsse auf die Lebensdauer der Spinzustände zu untersuchen.

Eine Möglichkeit hierfür bieten zweidimensionale Elektronengase bei hohen Magnetfeldern, so genannte Quanten-Hall-Systeme, da in deren Randzuständen die Elektronen spinpolarisiert und räumlich getrennt sind. Quanten-Hall-Systeme sind besonders erfolgreich in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen realisiert worden, da in diesen die Elektronen eine hohe Beweglichkeit und folglich eine große mittlere freie Weglänge von mehreren Mikrometern haben. Jedoch gibt es in diesen Systemen Streuung des Elektronenspins mit den Kernen von Gallium und Arsen [Dob88], was zu einer Polarisation der Kernspins führt [Dix97]. Da es kein stabiles kernspinfreies Isotop von Gallium und Arsen gibt, soll das von Wald et al. in GaAs basierten Systemen gefertigte Bauelement, welches zwei Quantenpunktkontakte umfasst, in ^{28}Si realisiert werden [Wal94]. Mit diesem können die Wechselwirkungen spinpolarisierter Elektronen untereinander und mit den Kernspins gezielt eingebrachter Phosphoratome untersucht werden.

1.2 Ziel der Arbeit

Nötig für ein solches aus zwei Quantenpunktkontakten bestehenden Bauelementes ist die erfolgreiche Herstellung eines einzelnen ballistischen Quantenpunktkontaktes. Dieser soll in der Inversionsschicht eines Silizium MOSFETs durch elektrostatische Einschnürung mit Splitgates, die sich in der Oxidschicht des Transistors befinden, erfolgen. Ziel der Arbeit ist es, einen geeigneten Herstellungsprozess für solche Silizium-Quanten-Hall-Bauelemente zu entwickeln, diese zu charakterisieren, Splitgates zu integrieren und bei diesen Bauelementen den elektrischen Transport durch die Einschnürung im Hinblick auf ballistischen Transport zu charakterisieren.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Ausgangsmaterial Silizium

Das Ausgangsmaterial der in dieser Arbeit untersuchten Bauelemente ist der Halbleiter Silizium, der in der Diamantstruktur kristallisiert. Diese lässt sich durch zwei entlang der Raumdiagonalen ineinander gestellte kubisch flächenzentrierte Gitter darstellen. Die zugehörige erste Brillou-

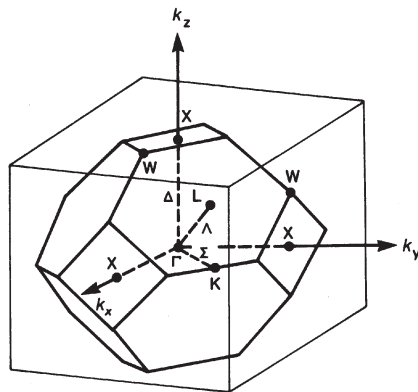


Abbildung 2.1: Dargestellt ist die erste Brillouinsche Zone für das kubisch flächenzentrierte Gitter wie es bei einkristallinem Silizium existiert. Punkte und Achsen hoher Symmetrie sind eingezeichnet und benannt. [Kel95]

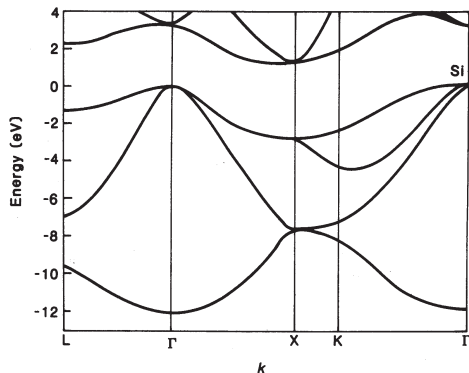


Abbildung 2.2: Die Bandstruktur von Silizium entlang der Achsen hoher Symmetrie (Bezeichnungen wie in Abb. 2.1). Das Maximum des Valenzbandes liegt bei Γ , das Minimum des Leitungsbandes bei 85% des Weges von Γ nach X. Die Energielücke beträgt 1,12 eV. [Kel95]

insche Zone für Silizium zeigt Abbildung 2.1. Achsen und Punkte hoher Symmetrie, wie sie bei Darstellungen der Bandstruktur verwendet werden, sind eingezeichnet und benannt. Die Bandstruktur von Silizium ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Sie hat eine Energielücke zwischen den besetzten Valenzbändern und den unbesetzten Leitungsbandern von 1,12 eV. Durch thermische Anregung können in Silizium Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Auf Grund der vielen vorhandenen freien Zustände im Leitungsband können diese Elektronen zur Leitfähigkeit beitragen, daher auch der Name Leitungsband. Da die Elektronenenergien (kT soll hier $\ll 1,12$ eV sein) praktisch boltzmannverteilt sind, werden vorzugsweise die niedrigsten energetischen Zustände des Leitungsbandes besetzt. Diese befinden sich nicht im Zentrum der Brillouinzone, wie es z.B. beim Halbleiter GaAs der Fall ist, sondern bei ca. 85% des Weges von Γ zum X-Punkt. Γ ist dabei das Zentrum der Brillouinzone und X die Grenze der 1. Brillouinzone in [100] oder Δ -Richtung im reziproken Raum [Kel95] [Dav93].

Da sich das Valenzbandmaximum beim Γ -Punkt befindet, handelt es sich um eine indirekte Bandlücke. Man spricht auch von Silizium als einem indirekten Halbleiter. In diesen kann ein Elektron aus dem Maximum des Valenzbandes nur dann in das Minimum des Leitungsbandes gelangen, wenn sich der Impuls des Elektrons z.B. durch Streuung mit Phononen

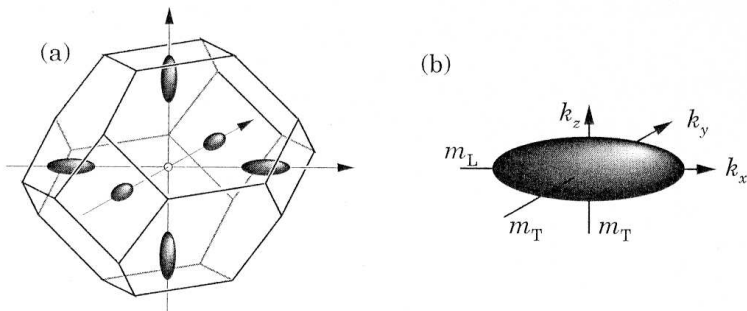


Abbildung 2.3: a) Dargestellt ist die erste Brillouinzone von Silizium mit den Flächen konstanter Energie für die sechs Täler, die mit dem Leitungsbandminimum korrespondieren. b) Einzelner „zigarrenförmiger“ Ellipsoid eines Leitungsbandminimums der ersten Brillouinzone. [Dav93]

entsprechend ändert.

Aus Symmetriegründen sind in der ersten Brillouinzone fünf weitere Leitungsbandminima vorhanden: zwei auf jeder Hauptachse also insgesamt sechs. Werden die Krümmungen der Bänder in den Energie-Minima des Leitungsbandes bis in parabolischer Ordnung approximiert, so können die Leitungsbandminima als Oberfläche von Ellipsoiden im reziproken Raum dargestellt werden, was zu den auch als zigarrenförmig beschriebenen Flächen konstanter Energie, wie sie in Abb. 2.3 veranschaulicht werden, führt. Der Grund für diese Form liegt an den unterschiedlichen effektiven Massen. Entlang einer Hauptachse beträgt die Elektronenmasse im Leitungsbandminimum $m_l = 0,98 m_e$, während sie auf den dazu orthogonalen Hauptachsen nur das 0,19-fache der Elektronenmasse beträgt. Diese wird zur Unterscheidung mit m_t bezeichnet [Dav93].

In Inversionsschichten in Si(100) fallen auf Grund der gebrochenen Symmetrie senkrecht zur Schicht zwei Leitungsbandminima zusammen. Dies führt zu einer so genannten Talentartung mit einem Entartungsfaktor von $g_v = 2$ [And82], [vK04].

2.2 Der MOS-Feldeffekttransistor

Den grundsätzlichen Aufbau eines MOS-Feldeffekttransistors (MOSFETs) zeigt Abbildung 2.4. Auf einem halbleitenden Material befindet sich eine

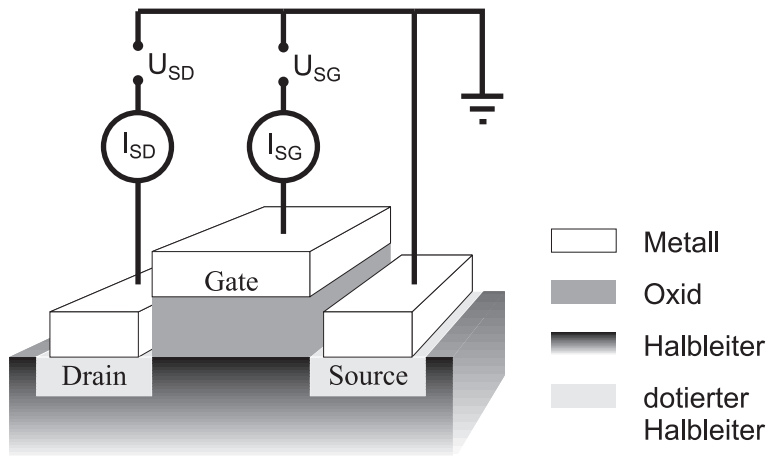


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines MOS-Feldeffekttransistors: Der Halbleiter wird durch Dotierung an bestimmten Stellen (Source und Drain) metallisch. Zwischen beiden Regionen kann nur dann ein Strom fließen, wenn eine geeignete Spannung an der durch ein Oxid vom Substrat separierten (Gate-)Elektrode angelegt wird, sodass sich an der Grenzfläche Halbleiter/Oxid Ladungsträger ansammeln und sich so die Leitfähigkeit zwischen Source und Drain erhöht.

isolierende Oxidschicht. In den zwei Bereichen, auf Grund ihrer Funktion Source (engl.: Quelle) und Drain (engl.: Senke) genannt, wurde das halbleitende Material in seinen elektrischen Eigenschaften dahingehend geändert, dass es durch Dotierung metallische Eigenschaften bekommt. Beispielhaft soll in diesem Abschnitt von einem mit einem Akzeptor grunddotierten Silizium und von einem mit einem Donator dotierten Source- und Drain-Bereich ausgegangen werden. Eine gute Leitfähigkeit zwischen Source- und Drain-Bereichen wird dadurch erreicht, dass auf der isolierenden Oxidschicht zwischen den beiden Bereichen eine Elektrode mit Potential U_G realisiert wird, an der eine Spannung angelegt werden kann. Ist diese in dem gewählten Beispiel genügend positiv gegenüber dem Potential U_S des Source-Kontakts, so werden sich Elektronen im darunter befindenden Halbleitermaterial an der Grenzschicht zum Isolator anreichern. Abbildung 2.5 veranschaulicht dies näher: Ist die Gatespannung $U_{SG} := U_G - U_S$ groß genug, so wird das Leitungsband des Siliziums an der Grenzfläche zum Oxid so weit verbogen, dass es

sich unter der Fermi-Energie befindet. Daher werden vormals unbesetzte Zustände des Leitungsbandes besetzt, und eine so genannte Inversionsschicht bildet sich aus. Diese verbessert die Leitfähigkeit zwischen Source und Drain soweit, dass ein Stromfluss zwischen beiden Kontakten möglich ist. Wenn das Potential des Drain-Kontaktes U_D gegenüber dem des Source-Kontaktes um $U_{SD} := U_D - U_S$ geändert wird, so stellt sich eine von U_{SD} und U_{SG} abhängige Stromstärke I_{SD} ein. Wie I_{SD} von den beiden Spannungen abhängt wird in den nachfolgenden Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 theoretisch behandelt.

Das Prinzip für einen Oberflächen Feldeffekttransistor wurde bereits in den 1930ern vorgeschlagen ([Lil30], [Hei35]) und von Shockley et al. studiert [Sho48], aber erst 12 Jahre nach der ersten Herstellung eines MOSFETs aus Germanium [Bar48] wurde von Kahng und Atalla 1960 ein MOS-Feldeffekttransistor vorgeschlagen und hergestellt, wie er bis heute Standard ist [Kah60]. Sie verwendeten dazu Silizium mit einer Schicht aus thermisch gewachsenem Siliziumoxid. Im Laufe der Jahre wurden die Herstellungsprozesse immer weiter verbessert, so dass heute (2008) Silizium MOSFETs mit einer Gatelänge von nur 45 nm industriell hergestellt werden können. Die in dieser Arbeit hergestellten Bauelemente basieren auf solchen Silizium MOSFETs und zeigen daher auch die Eigenschaften, die bei solchen Transistoren erwartet werden. Zwei verschiedene Kurvenscharen charakterisieren im Wesentlichen die Eigenschaften eines MOSFETs: Die Ausgangskennlinien und die Eingangskennlinien. Um beide Kennlinien qualitativ diskutieren zu können, soll zunächst die Arbeitsweise des MOSFETs genauer betrachtet werden. Um den grundsätzlichen Verlauf der Kennlinien zu beschreiben, genügt bereits ein sehr einfaches Modell. Es wird oft als „quadratisches Modell“ bezeichnet und ist eine Erweiterung des so genannten linearen Modells, das zunächst betrachtet werden soll.

2.2.1 Lineares Modell

Das lineare Modell beschreibt einen MOSFET für den Fall einer kleinen Source-Drain-Spannung U_{SD} (klein gegenüber der Source-Gate-Spannung U_{SG}). Wie der Name des Modells schon andeutet, wird der MOSFET als ein linear arbeitendes Bauelement beschrieben. Dies heißt, er wird als ein ohmscher Widerstand modelliert, dessen Wert durch die Source-Gate-Spannung eingestellt wird. Der allgemeine Ausdruck für den Drain-Strom ist die Gesamtladung der Inversionsschicht dividiert durch

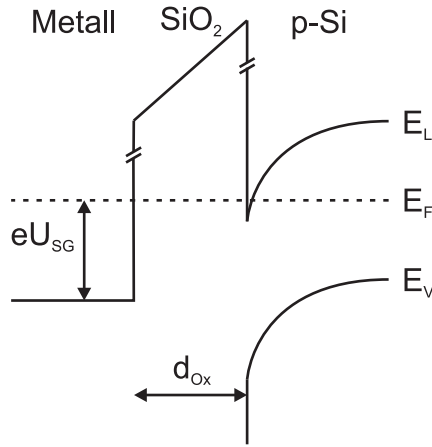


Abbildung 2.5: Bandverbiegung an der Oxid-Silizium-Grenzschicht, wenn an der Gate-Elektrode eine genügend große Spannung angelegt wird. Ist die Spannung groß genug, so befindet sich das Leitungsbandminimum unter der Fermi-Energie und wird mit Leitungselektronen gefüllt.

die Zeit, die die Ladungsträger benötigen, um vom Source-Kontakt zum Drain-Kontakt zu fließen:

$$I_{SD} = -\frac{Q_{inv}wl}{t_r} \quad (2.1)$$

wobei Q_{inv} die Ladung pro Fläche in der Inversionsschicht, w die Breite des Gates, l die Länge des Gates und t_r die Transitzeit bezeichnet. Unter der Voraussetzung einer konstanten Geschwindigkeit der Elektronen berechnet sich die Transitzeit durch:

$$t_r = \frac{l}{v} \quad (2.2)$$

mit der Geschwindigkeit v aus dem Drude-Modell:

$$v = \mu E = \mu \frac{U_{SD}}{l}. \quad (2.3)$$

Ein konstantes elektrisches Feld E im Kanal in Höhe von $\frac{U_{SD}}{l}$ wurde angenommen. Setzt man die beiden Gleichungen 2.2 und 2.3 in Gleichung 2.1 ein, erhält man

$$I_{SD} = -\mu Q_{inv} \frac{w}{l} U_{SD}. \quad (2.4)$$

Man nimmt weiter an, dass die konstante Ladungsträgerdichte in der Inversionsschicht durch das Produkt aus Oxidkapazität C_{Ox} und um die Schwellspannung U_T reduzierte Gate-Source-Spannung ausgedrückt werden kann:

$$Q_{inv} = -C_{Ox}(U_{SG} - U_T) \quad \text{für} \quad U_{SG} > U_T. \quad (2.5)$$

Die Ladung der Inversionsschicht ist null, wenn die Gatespannung kleiner als die Schwellspannung ist. Die Schwellspannung selbst hängt von Parametern wie Substratdotierung, Rückseitenpotential und der lokalen Ladung im Kanal ab. In dem hier diskutierten Modell sollen aber diese Abhängigkeiten vernachlässigt und ein konstanter Wert für U_T für einen MOSFET angenommen werden. Die Gleichung des Source-Drain-Stroms im linearen Modell erhält man, wenn man Gleichung 2.5 in Gleichung 2.4 einsetzt:

$$I_{SD} = \mu C_{Ox} \frac{w}{l} (U_{SG} - U_T) U_{SD}, \quad \text{für} \quad |U_{SD}| \ll (U_{SG} - U_T)$$

Diese Gleichung beschreibt einen linearen Anstieg von I_{SD} mit U_{SD} bei konstantem U_{SG} was, wie oben angemerkt, nur für $|U_{SD}| \ll (U_{SG} - U_T)$ der Fall ist. Bei höheren Spannungen von U_{SD} ergeben sich immer gravierendere Abweichungen vom realen Fall. Eine bessere Beschreibung liefert das so genannte quadratische Modell.

2.2.2 Quadratisches Modell

Das quadratische Modell erlaubt eine Änderung der Ladung in der Inversionsschicht zwischen dem Source- und Drain-Kontakt. Die Herleitung basiert auf der Tatsache, dass der Strom eine kontinuierliche Größe über den gesamten Kanal ist. Darüber hinaus wird der Strom mit der lokalen Spannung U_C im Kanal in Beziehung gesetzt. Abbildung 2.6 veranschaulicht die im Folgenden diskutierte Arbeitsweise in den verschiedenen Spannungsbereichen.

Betrachtet man im Kanal einen infinitesimalen Abschnitt der Länge dy an der Stelle y , dann fällt an diesem die Spannung dU_C ab, so dass das lineare Modell lokal noch immer gilt:

$$I_{SD} = \mu C_{Ox} \frac{w}{dy} (U_{SG} - U_C - U_T) dU_C \quad (2.6)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, dass $U_{SG} = U_G - U_S$ und U_S durch die lokale Kanalspannung $U_C + U_S$ am Ort y zu ersetzen ist. Gleichung 2.6

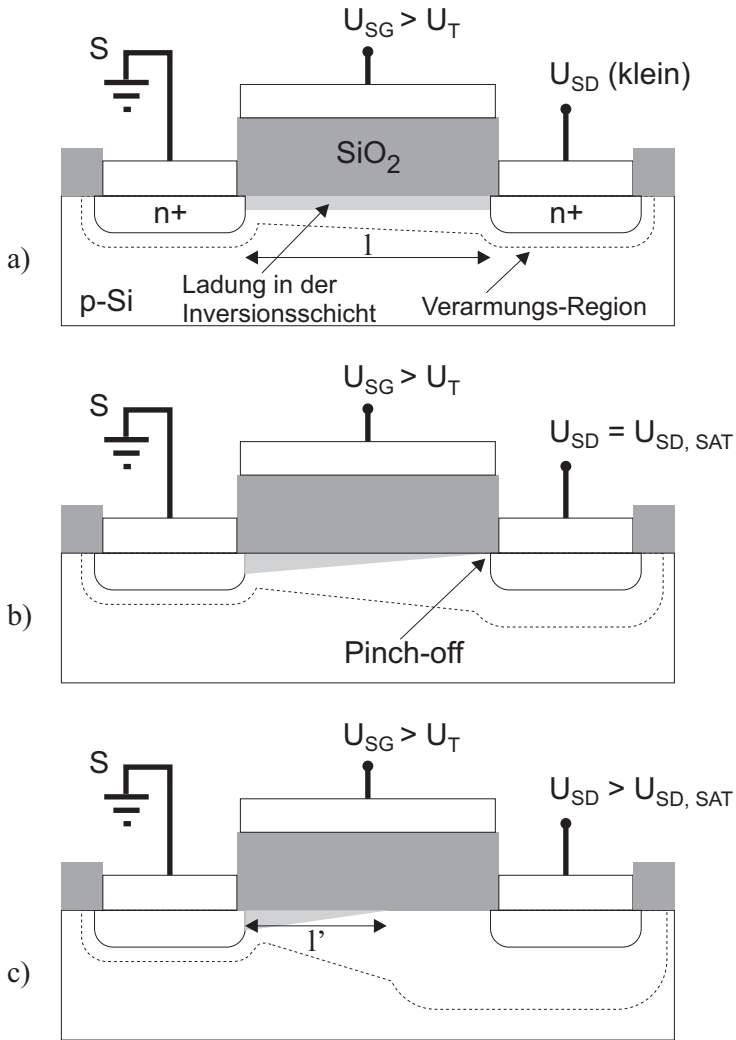


Abbildung 2.6: a) Betrieb des MOSFETs im linearen Bereich: $0 < U_{SD} < U_{SG} - U_T$. b) Bei weiterer Erhöhung von U_{SD} reißt bei $U_{SD} = U_{SG} - U_T$ die Elektronendichte vom Drain-Kontakt in der Inversionsschicht ab. c) Ist $U_{SD} > U_{SG} - U_T$ wird der MOSFET im Sättigungsbereich betrieben.

kann auf der linken Seite über y von 0 bis zur Länge l des Kanals von Source bis Drain integriert werden und auf der rechten Seite entsprechend über die Kanalspannung, die von 0 bis U_{SD} läuft. Da der Strom I_{SD} im Kanal konstant ist, erhält man nach der Integration den Ausdruck für den Strom I_{SD} im quadratischen Modell:

$$I_{SD} = \mu C_{Ox} \frac{w}{l} \left[(U_{SG} - U_T) U_{SD} - \frac{U_{SD}^2}{2} \right], \quad \text{für } U_{SD} < U_{SG} - U_T \quad (2.7)$$

Zunächst erhöht sich I_{SD} linear mit U_{SD} , steigt dann immer langsamer und erreicht ein Maximum bei $U_{SD} = U_{SG} - U_T \equiv U_{SAT}$ in Höhe von

$$I_{SD,SAT} = \mu C_{Ox} \frac{w}{l} \frac{U_{SAT}^2}{2}. \quad (2.8)$$

Die entsprechende Situation im Kanal ist in Abb. 2.6b dargestellt. Die Kanaltiefe hat nun bei Drain eine Dicke von null erreicht. Man spricht vom Pinch-off Punkt. Bei einer weiteren Erhöhung von U_{SD} bleibt der Stromfluss konstant beim Wert des Maximums, jedoch wird die Position, ab der die Kanaltiefe null beträgt ($U_D = U_{SAT}$), immer weiter zu Source hin verschoben. In Abbildung 2.6c ist dies durch die kleinere Ausdehnung der Region mit Ladung in der Inversionsschicht mit der Länge $l' < l$ markiert. Im abgeschnürten Bereich reichern sich Löcher an, die jedoch nicht zum Strom beitragen können, da für sie der Übergang vom Substrat zu Drain eine Diode in Sperrrichtung darstellt. Damit ist der MOSFET qualitativ sehr gut beschrieben. Kompliziertere Modelle, bei denen z.B. die Änderung der Ladung in der Verarmungsschicht entlang des Kanals und die implizite Abhängigkeit der Schwellspannung von der Ladung in der Verarmungsregion berücksichtigt werden, ändern daran nichts. Für die in dieser Arbeit untersuchten Bauelemente genügt zum Verständnis der Messkurven das quadratische Modell.

2.2.3 Ausgangskennlinie

Erhöht man die Source-Drain-Spannung bei einer festen Gatespannung, die höher als die Schwellspannung des Transistors ist, so setzt ein Stromfluss ein. Bei weiterer linearer Erhöhung von U_{SD} ergibt sich kein - wie man zunächst erwarten könnte - linearer Anstieg des Stromes, sondern ein Verlauf, wie er durch Formel 2.7 beschrieben wird. Ab einer Spannung von U_{SAT} ist kein weiterer Anstieg des Stromes mehr beobachtbar. Ein Sättigungsstrom mit einer mit Gleichung 2.8 berechenbaren Stärke

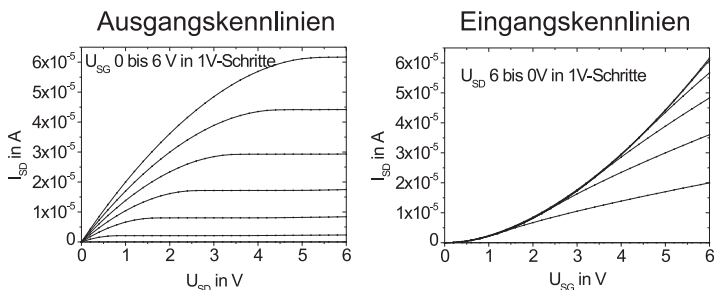


Abbildung 2.7: Typische Schar von bei 22°C gemessenen Ausgangskennlinien und Eingangskennlinien eines MOSFETs.

tritt auf. Dies wird in Abbildung 2.7 links mit einer Schar von gemessenen Ausgangskennlinien veranschaulicht.

Wird die Source-Drain-Spannung noch weiter erhöht, so gibt es einen rapiden Anstieg des Stroms auf Grund von Elektronenlawinen. Diese entstehen, wenn im Kanal Elektronen im elektrischen Feld so weit beschleunigt werden, dass ihre Energie ausreicht, durch Stöße weitere Atome zu ionisieren. Die herausgeschlagenen Elektronen werden ihrerseits im elektrischen Feld beschleunigt und können ebenfalls Elektronen heraus schlagen und so die Leitfähigkeit durch Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration enorm steigern. Die dabei am Transistor abfallende elektrische Leistung führt zu einem hohen Thermobudget und in letzter Konsequenz zu seiner Zerstörung.

2.2.4 Eingangskennlinie

Bei Eingangskennlinien wird I_{SD} in Abhängigkeit von U_{SG} bei fester Spannung von U_{SD} gemessen. Eine gemessene Schar von Eingangskennlinien für feste Spannungen von U_{SD} sind in Abbildung 2.7 rechts dargestellt. Ab $U_{SG} = U_T$ setzt der Stromfluss ein. Zunächst steigt bei linearer Erhöhung der Gatespannung bei gegebenem U_{SD} der Strom nach Gleichung 2.9

$$I_{SD}(U_{SG}) = \mu C_{Ox} \frac{w}{l} \frac{(U_{SG} - U_T)^2}{2}, \quad \text{für } U_{SG} < U_{SD} + U_T \quad (2.9)$$

an. Bei weiterer Erhöhung von U_{SG} bleibt die Steigung von $I_{SD}(U_{SG})$ konstant bei dem Wert für $U_{SG} = U_{SD} + U_T$ von Gleichung 2.9. I_{SD}

wird in diesem Bereich durch

$$I_{SD}(U_{SG}) = \mu C_{Ox} \frac{w}{l} \left[(U_{SG} - U_T) U_{SD} - \frac{U_{SD}^2}{2} \right] \quad (2.10)$$

für $U_{SG} \geq U_{SD} + U_T$ beschrieben.

2.3 Zweidimensionale Elektronengase

Elektronen haben in einem Festkörper im Allgemeinen für ihre Bewegungen alle 3 Dimensionen des Raums zur Verfügung. In Halbleitersystemen kann die Bewegungsfreiheit weiter eingeschränkt werden, indem man im Halbleitermaterial dünne, 2-dimensionale Schichten hoher Elektronendichte erzeugt. Durch Strukturierung können mesoskopische Bauelemente verwirklicht werden, die die Dimensionalität von 2 auf 1 (z.B. Quantenpunktkontakte) oder gar 0 (Quantenpunkte) verringern.

Üblicherweise verwendet man zur Untersuchung der in der Bewegungsfreiheit eingeschränkten Elektronen und den damit verbundenen physikalischen Effekten als Grundmaterial den Halbleiter GaAs. GaAs hat den Vorteil, dass AlAs und Mischungen von AlAs mit GaAs ($Al_xGa_{1-x}As$) fast die gleiche Gitterkonstante wie GaAs haben (AlAs hat eine nur 0,14-Prozent höhere Gitterkonstante als GaAs) und dadurch weitgehend defektfrei aufeinander aufwachsen können. Durch die unterschiedliche Größe der Bandlücke in den verschiedenen Materialien kann der Bandverlauf des Leitungs- und Valenzbandes in Aufwachsrichtung modelliert werden (man spricht auch vom "bandgap engineering"). Verfahren zur Herstellung solcher einkristallinen Schichtsysteme, auch Heterostrukturen genannt, sind z.B. Molekularstrahlepitaxie (MBE¹) oder metallorganische Gasphasenabscheidung (MOCVD²). Hierdurch kann erzielt werden, dass sich das Leitungsbandminimum lokal unter dem Fermi-Niveau befindet. Damit kann es mit Elektronen besetzt werden, die z.B. aus einer Dotierschicht stammen, die auch etwas von der Schicht mit dem sich unter dem Fermi-Niveau befindenden Leitungsbandminimum entfernt sein kann. So werden die Elektronen in der sich formenden Schicht hoher Elektronendichte nicht durch die ionisierten Dotieratome gestört. Durch das versetzungsfreie Aufwachsen sind ebenfalls wenige Störstellen vorhanden, wodurch die Elektronen in dieser Schicht eine hohe Beweglichkeit haben. Die Dicke der Schicht beträgt nur wenige Ångström,

¹MBE = Molecular Beam Epitaxy

²MOCVD = Metal Organic Chemical Vapour Deposition

wodurch sich die Bewegungsfreiheit der Elektronen auf die zwei Dimensionen der Ebene reduziert. In dieser sind sie aber frei beweglich wie Atome bei einem idealen Gas, weshalb man hier von einem zweidimensionalen Elektronengas, kurz 2DEG³, spricht.

In dieser Arbeit dient die Inversionsschicht eines MOSFETs als 2DEG. Diese befindet sich im einkristallinen Silizium sehr nahe an der Grenzfläche hin zum amorphen Gateoxid. Durch Erhöhung der Spannung an der Gateelektrode wird die Elektronendichte gesteigert und der näherungsweise dreieckige Potentialtopf tiefer, wodurch die Inversionsschicht dünner wird. Die Erzeugung einer Inversionsschicht und die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen bezüglich ihres Abstands zur Grenzfläche ist in der Abbildung 2.8 aus [vK86] skizziert. Liegt der Potentialtopf o.B.d.A. in z-Richtung, so quantisieren die Energiezustände für die Elektronen in dieser Richtung. Die Energie der Elektronen lässt sich daher wie folgt angeben:

$$E_i(k_x, k_y) = E_i + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{eff}} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{eff}} \quad (2.11)$$

mit

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2m_{eff}} \left(\frac{i\pi}{L_z} \right)^2 \quad \text{für } i \in \mathbb{N} \quad (2.12)$$

Die Energien E_i sind die quantisierten Energiezustände eines in erster Näherung unendlich hohen Potentialtopfes der Ausdehnung L_z . Ist nur der erste Zustand E_1 besetzt (man sagt, dass das erste Subband besetzt ist), spricht man von einem 2DEG [vK86]. Jedes dieser Subbänder liefert zur Zustandsdichte einen energieunabhängigen Anteil von

$$\Delta D = \frac{g_s m_{eff}}{2\pi \hbar^2}, \quad (2.13)$$

wobei mit dem Faktor g_s die Spinartung berücksichtigt wird.

Durch die Nähe der Inversionsschicht überlappen die Wellenfunktionen nicht abgesättigter Bindungen im Oxid und von Siliziumatomen, die sich direkt an der Grenzfläche befinden, mit den Elektronen in der Inversionsschicht weit stärker als es z.B. bei oben beschriebenen Heterostrukturen der Fall ist [Kel95]. Dies äußert sich in einer größeren Defektdichte und führt zu einer stärkeren Streuung von Elektronen der Inversionsschicht als beispielsweise bei den Elektronen eines 2DEGs bei AlGaAs-Heterostrukturen. Eine Verkürzung der Lebensdauer der Spinzustände

³2DEG = Two Dimensional Electron Gas

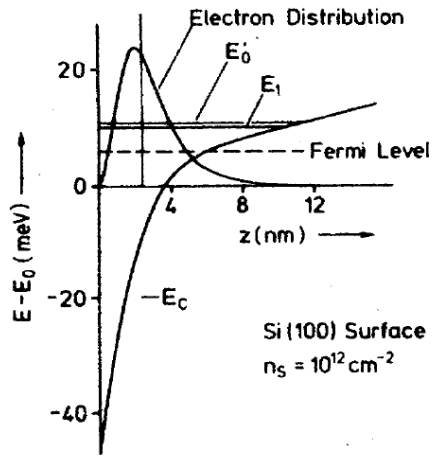


Abbildung 2.8: Erzeugung einer Inversionsschicht in einem Silizium p-MOSFET. Durch das Anlegen einer positiven Spannung an der Gateelektrode sammeln sich an der Grenzschicht vom Silizium zum Oxid im Silizium Elektronen an. Durch Erhöhung der Spannung wird die Elektronendichte weiter gesteigert und der näherungsweise dreieckige Potentialtopf tiefer, wodurch die Inversionsschicht dünner wird. Die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen ist in der Abbildung skizziert. Liegt nur das erste Energieniveau des Potentialtopfes unter der Fermi-Energie, so handelt es sich um ein zweidimensionales Elektronengas [vK86]

der Elektronen durch Streuprozesse muß hier aber in Kauf genommen werden, um dem Ziel dieser Arbeit (s. Abschnitt 1.2) gerecht zu werden. Bei Erhöhung der Gatespannung erhöht sich auch die Elektronendichte in der Inversionsschicht, wodurch Störladungen besser abgeschirmt werden können. Dies äußert sich auch in einer größeren Beweglichkeit der Elektronen (s. Kapitel 5).

2.4 Magnetotransport in zweidimensionalen Elektronengasen

Zur mathematischen Beschreibung eines 2DEG im Magnetfeld ist die Schrödingergleichung aufzustellen und zu lösen. Die allgemeine Schrödingergleichung für ein Teilchen mit Ladung q im elektromagnetischen

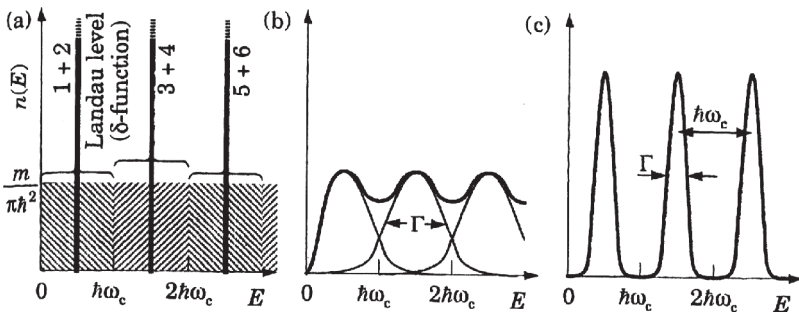


Abbildung 2.9: Die Zustandsdichte eines 2DEGs ohne Magnetfeld ist konstant $\frac{m}{\pi\hbar^2}$. Bei Vorhandensein eines äußeren, senkrecht zur Ebene des 2DEGs orientierten magnetischen Feldes bilden sich die Landau-Niveaus aus, deren Abstand $\hbar\omega_c$ beträgt. Idealerweise sind die Zustände in δ -Funktionen kondensiert. Tatsächlich sind sie aber wie in (b) und (c) durch Streuung um Γ verbreitert. Erst ab $\hbar\omega_c > \Gamma$ sind sie zu trennen [Dav93].

Feld lautet [Dav93]:

$$\left\{ \frac{1}{2m} [\mathbf{p} - q\mathbf{A}(\mathbf{R}, t)]^2 + q\phi(\mathbf{R}, t) \right\} \Psi(\mathbf{R}, t) = i\hbar \frac{d}{dt} \Psi(\mathbf{R}, t) \quad (2.14)$$

Dabei ist \mathbf{A} das Vektorpotential, ϕ das skalare Potential mit den Eigenschaften

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad \text{und} \quad \mathbf{E} = -\text{grad } \phi - \frac{d\mathbf{A}}{dt}$$

und $V(\mathbf{R}, t) = q\phi(\mathbf{R}, t)$ beschreibt hier für die Elektronen die (zeitunabhängige) Potentiallandschaft im zweidimensionalen Elektronengas. D.h. in x - und y -Richtung liegen freie Elektronen vor und somit ist V nur von z abhängig. Für den Fall eines homogenen Magnetfeldes (o.B.d.A. in z -Richtung) führt die Landau-Eichung $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ zur vereinfachten Form der Schrödingergleichung:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{i\hbar Bx}{m} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{(eBx)^2}{2m} + V(z) \right] \Psi(\mathbf{R}) = E\Psi(\mathbf{R}). \quad (2.15)$$

Das Potential $V(z)$ ist für freie Elektronen nicht vorhanden. Hier aber sorgt es für die Ausbildung eines 2DEGs. Dieses Potential ist additiv und beeinflusst nur die Bewegung in z -Richtung, die nicht vom Magnetfeld beeinflusst wird, wodurch bei der Schrödingergleichung die z -Anteile

absepariert werden können. Mit der Wahl des Vektorpotentials in der Landau-Eichung kann ein einfacher Separationsansatz

$$\Psi(\mathbf{R}) = \psi(x, y) = u(x)e^{iky} \quad (2.16)$$

die Schrödingergleichung weiter vereinfachen. Dieser Ansatz mit einer ebenen Welle für den y -Anteil bietet sich an, da in der gewählten Eichung das Vektorpotential \mathbf{A} nicht von y abhängt. Mit dieser Substitution ergibt sich für die Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega_c^2 \left(x + \frac{\hbar k}{eB} \right)^2 \right] u(x) = \epsilon u(x) \quad (2.17)$$

wobei hier der y -Teil schon gekürzt wurde. Mit der Abkürzung $\omega_c = eB/m$ erkennt man die Schrödingergleichung als die eines eindimensionalen harmonischen Oszillators wieder, der in x -Richtung um $x_k = -\hbar k/eB$ verschoben ist. Damit sind die diskreten Energieniveaus, die so genannten Landau-Niveaus,

$$\epsilon_j = \hbar \omega_c \left(j - \frac{1}{2} \right) \quad (2.18)$$

mit $j \in \mathbb{N}$ bekannt. Zusammen mit der Quantisierung, die sich aus dem Einschluss der Elektronen in eine Schicht - dem 2DEG - ergibt, ist die Energie der Elektronen im 2DEG bei Vorhandensein eines Magnetfeldes vollständig quantisiert:

$$E_{i,j} = E_i + \epsilon_j = E_i + \hbar \omega_c \left(j - \frac{1}{2} \right) \quad (2.19)$$

mit $i, j \in \mathbb{N}$. Damit verschieben sich idealerweise die Energien der Zustände in der Umgebung der Landau-Niveaus exakt zu den Energien der Landau-Niveaus, und die konstante Zustandsdichte $\frac{m}{\pi \hbar^2}$ im 2DEG zerfällt im Magnetfeld in δ -Funktionen mit einem energetischen Abstand von $\hbar \omega_c$.

Tatsächlich sind in einem realistischeren Bild die Landau-Niveaus durch Streuung um den Energiebetrag Γ verbreitert, wie dies in Abbildung 2.9 veranschaulicht ist. Bei Erhöhung des Magnetfeldes wird die Anzahl der besetzten Niveaus kleiner, die Anzahl der in einem Niveau vorhandenen Zustände wird aber derart größer, dass in der Summe noch die gleiche Anzahl an besetzten Zuständen vorhanden ist. So sind bei höheren Magnetfeldern die Landau-Niveaus stärker ausgebildet, also die Zustandsdichte pro Niveau größer. Abbildung 2.10 veranschaulicht dies

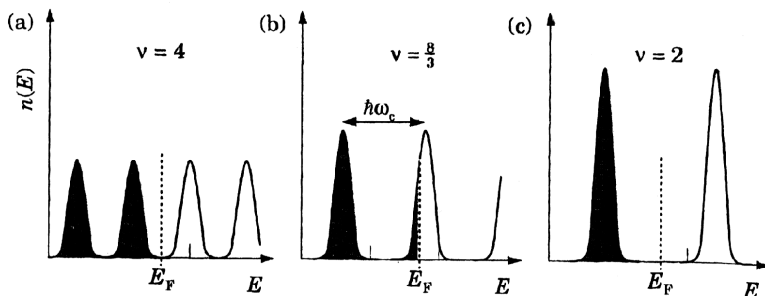


Abbildung 2.10: Bei Erhöhung des Magnetfeldes werden immer weniger Landau-Niveaus besetzt. Die Zahl der Zustände pro Niveau steigt aber, so dass die Gesamtzahl besetzter Zustände erhalten bleibt [Dav93].

näher an Hand eines Beispiels bei AlGaAs Heterostrukturen [Dav93]. Da Landau-Niveaus noch spin- und talentartet sein können wird häufig der so genannte Füllfaktor ν angegeben (s. auch Abbildung 2.10), der die verschiedenen besetzten Energieniveaus durchzählt. Dies wird im übernächsten Abschnitt in diesem Kapitel auf Seite 21 noch näher dargestellt.

Spinaufspaltung

Bisher wurde in der Landau-Quantisierung der Spin der Elektronen noch nicht berücksichtigt. Dies ist aber notwendig, wenn nur wenige Landau-Niveaus besetzt sind. Der Spin des Elektrons führt zu einem zusätzlichen Term in Gleichung 2.19:

$$E_{i,j,s} = E_i + \hbar\omega_c \left(j - \frac{1}{2} \right) + sg_{\text{eff}} \mu_B B \quad (2.20)$$

mit $i, j \in \mathbb{N}$ und $s = \pm \frac{1}{2}$

Die Landau-Niveaus spalten daher bei höheren Magnetfeldern zusätzlich auf. Der g -Faktor ist bei zweidimensionalen Elektronengasen magnetfeldabhängig und wird durch die Austauschwechselwirkung im 2DEG erklärt [And82]. Er hat für Füllfaktoren von $\nu = 4j - 2$, also bei Spinaufspaltung ein Maximum [And74]. Bei hohen Magnetfeldern wird ein neues Landau-Niveau zunächst nur mit Elektronen einer Spinsorte aufgefüllt. Damit ergibt sich eine erhöhte Polarisation, was zu einem Anstieg der

Austauschwechselwirkung und damit des g -Faktors führt. Bei niedrigeren Magnetfeldern ist der relative Anteil ungepaarter Elektronen beim Auffüllen eines neuen Landau-Niveaus geringer, was zu einer geringeren Erhöhung des g -Faktors und somit zu einer geringeren Aufspaltung der Niveaus führt.

Zahl der besetzten Landau-Niveaus und der Füllfaktor

Da bei der Entstehung der Landau-Niveaus die Zahl der Zustände insgesamt erhalten bleibt (vgl. Erläuterung von Gleichung 2.19), folgt eine Äquivalenz zwischen der Elektronenzahl pro Fläche im 2DEG im magnetfeldfreien Fall und bei $B \neq 0$. Dies bedeutet, dass die Elektronenzahl pro Fläche in einem voll besetzten Landau-Niveau gleich der von $\epsilon_j - \frac{\hbar\omega_c}{2}$ bis $\epsilon_j + \frac{\hbar\omega_c}{2}$ integrierten Zustandsdichte ist. Da die Zustandsdichte

$$D(E) = \frac{g_s g_v m}{2\pi\hbar^2} = \text{const.} \quad (2.21)$$

bei 2DEGs nicht von der Energie abhängt, lässt sich leicht die Elektronenzahl pro Fläche N für ein Landau-Niveau berechnen:

$$N = D\hbar\omega_c = \frac{g_s g_v m}{2\pi\hbar^2} \cdot \hbar \frac{eB}{m} = \frac{g_s g_v eB}{2\pi\hbar}. \quad (2.22)$$

Für einen einzelnen Zustand, der nicht entartet ist, ist die Elektronenzahl pro Fläche natürlich um den Faktor $g_s g_v$ kleiner. Bestimmt man nun experimentell die Elektronendichte pro Fläche n , so kann man mit Gleichung 2.22 die Zahl der besetzten Landau-Niveaus j berechnen:

$$j = \frac{n}{N} \quad (2.23)$$

Da dies z.B. bei Spinaufspaltung auch zu einem halbzahligen Wert für j führen kann, wird häufig auch der so genannte Füllfaktor

$$\nu = \frac{n}{N/(g_s g_v)} \quad (2.24)$$

verwendet. Für Silizium(100) beträgt damit für den Fall von genau j vollständig gefüllten Landau-Niveaus im Fall von gegebener Spin- ($g_s = 2$) und Talentartung ($g_v = 2$) der Füllfaktor

$$\nu = g_s g_v \frac{n}{N} = 4j \quad (2.25)$$

2.4.1 Shubnikov-de Haas-Oszillationen

Erstmals beobachteten L. Shubnikov und W.J. de Haas im Jahre 1930 Oszillationen im Magnetowiderstand von Metallfilmen [Shu30]. Die nach ihnen benannten Oszillationen entstehen dadurch, indem sich bei Änderung des Magnetfeldes die Zustandsdichte am Fermi-Niveau ändert. Wird beispielsweise das Magnetfeld erhöht, so verschiebt sich ein Landau-Niveau nach dem anderen über die Fermi-Energie (Abbildung 2.10). Da der elektrische Widerstand durch die Stärke der Streuung von Elektronen nahe der Fermi-Energie E_F in freie Zustände ebenfalls nahe E_F bestimmt wird, ergibt sich für den Fall, dass bei einem entsprechenden B-Feld ein Maximum der Zustandsdichte bei E_F liegt, auch eine maximale Streuwahrscheinlichkeit für die Elektronen und folglich ein Maximum im elektrischen Widerstand. Befindet sich E_F genau zwischen zwei Landau-Niveaus, d.h. eine ganzzahlige Anzahl an Landau-Niveaus ist gefüllt, hat bei E_F die Zustandsdichte ein Minimum. Somit fehlen Zustände für die Streuung. Die damit verbundene geringere Streuwahrscheinlichkeit führt zu einem Minimum im elektrischen Widerstand.

Die erste theoretische Beschreibung von Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei zweidimensionalen Elektronengasen geht auf Ando zurück [And82]. Daran knüpften Coleridge et al. an ([Col91], [Col89]) und lieferten eine Gleichung für den Magnetowiderstand ρ_{xx} , die Ahoujja übersichtlicher formulierte [Aho97]:

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left[1 + 4 \sum_i e^{\left(\frac{-\pi}{\omega_{c_i} \tau_i}\right)} \frac{\xi_i}{\sinh \xi_i} \cos \left(2\pi \frac{2\pi \hbar n_i}{g_s g_v e} \frac{1}{B} \right) \right] \quad (2.26)$$

Die Summe über i geht über alle besetzten Subbänder, dabei ist ω_{c_i} die Zyklotronfrequenz, τ_i die Streuzeit im Subband i , n_i die Elektronendichte im Subband i , $\xi_i = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_{c_i}$ und ρ_0 der Nullfeldwiderstand. Der erste Term in der Summe, der Exponentialterm, liefert die Einhüllende der Oszillationen, der Term danach ist temperaturabhängig und beschreibt die temperaturbedingte Dämpfung der Oszillationen und der letzte Term, der \cos -Term, beschreibt die eigentliche Shubnikov-de Haas-Oszillation mit Periodizität in $1/B$, wenn alle anderen Größen insbesondere die Elektronendichte n_i nicht variiert werden.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Subbänder ist durch die Fermi-Verteilung gegeben. Da bei einem 2DEG per Definition nur das erste Subband besetzt ist und nur die darin vorhandenen Elektronen durch Streuung zum elektrischen Widerstand beitragen können, endet die Summe in Gleichung 2.26 für 2DEGs schon nach dem ersten Glied und die

von $1/B$ abhängigen *cos*-Oszillationen können beobachtet werden. Die Periodizität ergibt sich zu

$$\Delta \frac{1}{B} = \frac{eg_s g_v}{2\pi\hbar n}. \quad (2.27)$$

Wäre auch das zweite Subband besetzt, so könnte dies durch das Auftreten einer weiteren Periodizität in $1/B$ bei den Shubnikov-de Haas-Oszillationen belegt werden. Die Summe in Gleichung 2.26 hätte dann zwei Glieder.

Betrachtet man das Argument des *cos*-Termes bei festgehaltenem B , so ergibt sich eine Periodizität in

$$\Delta n = \frac{g_s g_v e B}{2\pi\hbar}. \quad (2.28)$$

Elektronendichte im 2DEG

Die Periodizität in $1/B$ (Gleichung 2.26) kann zur Bestimmung der Elektronendichte im 2DEG herangezogen werden. Hierzu gibt es zwei Möglichkeiten:

Einerseits kann aus dem Abstand in B zweier Minima oder Maxima der Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei B_1 und B_2 der reziproke Abstand

$$\Delta(1/B) = 1/B_1 - 1/B_2 \quad (2.29)$$

bestimmt werden. Nach Gleichung 2.27 kann daraus die Elektronendichte berechnet werden. Genauer wird es, wenn mehrere Oszillationen herangezogen werden. Eine weitere Vereinfachung erzielt man, wenn man die Oszillationen gleich gegen $1/B$ aufträgt. Der Abstand in $1/B$ der Maxima oder Minima ist dann direkt ablesbar.

Die exakte Möglichkeit der Bestimmung der Elektronendichte besteht darin, an der gegen $1/B$ aufgetragenen Kurve eine Fouriertransformation durchzuführen. So lässt sich leicht erkennen, ob neben der auf den ersten Blick zu erkennenden Periodizität auch noch andere vorhanden sind, was auf weitere besetzte Subbänder hindeutet.

Beweglichkeit im 2DEG

Die Shubnikov-de Haas-Oszillationen können, wie auf Seite 23 gesehen, mit Gleichung 2.27 oder Gleichung 2.28 zur Bestimmung der Elektronenzahl pro Fläche n dienen. Mit dieser kann darüber hinaus bei Kenntnis der Geometrie der Potentialabgriffe (s. Abbildung 2.11), d.h. deren

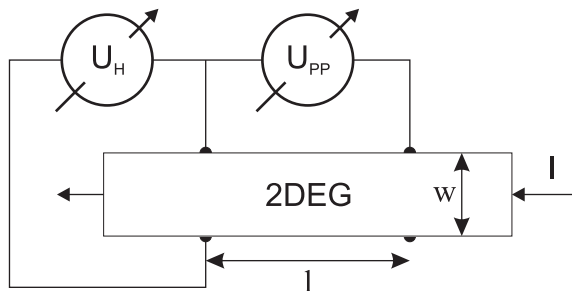


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Messung von U_{pp} und U_H . Der Abstand der Potentialabgriffe für die Messung von U_{pp} ist l , der für U_H ist die Breite des 2DEGs w . Der Strom I wird eingepreßt.

Abstand l entlang des Hallbars und der Breite w des 2DEGs, die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG berechnet werden [Dat95]:

$$\mu = \frac{I}{|e| n \bar{U}_{pp} \frac{w}{l}}, \quad (2.30)$$

wobei U_{pp} die zwischen den Potentialabgriffen gemessene Spannung bei $B = 0$ ist.

2.4.2 Schwache Lokalisierung

Die Temperaturabhängigkeit des Drude-Widerstands $\rho = m/ne^2\tau$ geht auf die Änderung von τ mit der Temperatur zurück. Wird die Temperatur erniedrigt, so kommt es weniger häufig zu inelastischen Streuprozessen der Elektronen, was zu einer Erhöhung von τ und damit zu einer Verkleinerung des elektrischen Widerstands führt. Experimentell wurde aber beim Abkühlen ab einer gewissen Temperatur wieder ein Anstieg des elektrischen Widerstands beobachtet [vH86]. Die Ursache hierfür liegt in langreichweitigen Korrelationen der diffusiven Elektronenbewegung und ist quantenmechanischer Natur. Da bei tiefen Temperaturen vorwiegend elastische Stöße auftreten, die die Phaseninformation erhalten, kann es zu Quanteninterferenz bedingten Korrelationen der Phase der Elektronen in weiten Bereichen kommen. Der Haupteffekt, der dadurch hervorgerufen wird, ist eine Erhöhung der Rückstreuungswahrscheinlichkeit in ungeordneten Systemen. In Abbildung 2.12 sind zur

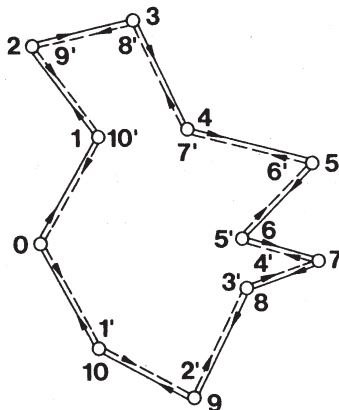


Abbildung 2.12: Diffusionspfad für Leitungselektronen. Ein Elektron kann entlang der durchgezogenen und der gestrichelten Linie propagieren. Falls es sich um eine Quantendiffusion handelt, also die Phasenkohärenzlänge viel länger als der Pfad ist, kommt es durch kohärente Überlagerung der Amplituden gegenüber dem klassischen Fall zu einer verdoppelten Rückstreuwahrscheinlichkeit [Ber84].

Beschreibung des Effekts zwei geschlossene Trajektorien für ein Elektron gezeigt. Ausgehend von Punkt 0 kann es in der einen oder der umgekehrten Richtung zum Ausgangspunkt zurückkehren. Die gesamte Rückkehrwahrscheinlichkeit zum Ausgangspunkt ist dabei das Quadrat der Summe aller Wahrscheinlichkeitsamplituden A_i :

$$\left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^* \tag{2.31}$$

Die klassische Rückstreuwahrscheinlichkeit ist der 1. Term auf der rechten Seite von Gleichung 2.31. Er beträgt für zwei Trajektorien mit gleicher Wahrscheinlichkeit $2|A|^2$. Der zweite Term geht auf die Quanteninterferenz der gestreuten Elektronen zurück. Wenn die Phase der zum Ausgangspunkt zurückgekehrten Elektronen nach dem Durchlaufen einer Trajektorie in entgegengesetzlicher Richtung kohärent und gleich ist, dann trägt auch dieser Term mit $2|A|^2$ bei. Damit ergibt sich für den Fall kohärenter Rückstreuung die doppelte klassische Rückstreuwahrscheinlichkeit $4|A|^2$, was makroskopisch zu einer Erhöhung des Widerstandes führt [Ber84]. Diese durch konstruktive Interferenz verursachte Erhöhung

der Rückstreuwahrscheinlichkeit kann als eine Form von Lokalisierung interpretiert werden. Daher wird dieser Effekt auch als „schwache Lokalisierung“ bezeichnet. Schwach deshalb, weil die relative Anzahl geschlossener Pfade klein ist im Vergleich zu allen möglichen Pfaden [Obe05]. Die Konsequenz aus obigen Betrachtungen ist die, dass bei der schwachen Lokalisierung die am elektrischen Transport beteiligten Elektronen ein typisches Interferenzexperiment durchführen. Eine einlaufende Welle k spaltet sich in zwei komplementäre Wellen auf, die jeweils individuell propagieren und dabei Änderungen in der Phase, der Spinorientierung, usw. erfahren und letztendlich im Zustand $-k$ vereint werden und miteinander interferieren. Die Stärke dieser Interferenz wird durch das Messen des Widerstands bestimmt. Damit ergibt sich hier der seltene Fall, einen quantenmechanischen Effekt an makroskopischen Proben beobachten zu können.

Die Korrektur zur Leitfähigkeit σ lässt sich nach [Ber84] und [Ehr94] zu

$$\delta\sigma_{loc} = -g_s g_v \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar} \ln \left(1 + \frac{\tau_\phi}{\tau} \right) \quad (2.32)$$

berechnen. τ_ϕ ist die Phasenstreuzeit, τ die Transportstreuzeit und g_s und g_v sind die Entartungsfaktoren für Spin- und Talentartung. Sie sind hier bei Silizium im schwachen Magnetfeld jeweils 2. Kennt man aus Messungen den Wert der Leitfähigkeit ohne und mit ausreichend großem Magnetfeld (s. dazu nächster Abschnitt), so dass der Effekt der schwachen Lokalisierung vollständig aufgehoben ist, sowie die Diffusionskonstante \mathcal{D} und die Transportstreuzeit τ , so lässt sich mit Gleichung 2.32 die Phasenkohärenzzeit bestimmen. Aus dieser bestimmt man mit der Diffusionskonstanten \mathcal{D} (Berechnung s. Abschnitt 2.5.1) die Phasenkohärenzlänge [Ehr94]

$$l_\phi \equiv \sqrt{\mathcal{D}\tau_\phi}. \quad (2.33)$$

Da sich bei Bauelementen mit Splitgates die Elektronendichte unter diesen Gates zu der des restlichen Hallbars unterscheidet, also zwischen den Spannungsabgriffen nicht homogen ist, lässt sich eine exakte Berechnung von σ_{loc} in Gleichung 2.32 nur schwer durchführen.

Schwache Lokalisierung im Magnetfeld

Durch ein senkrecht zum 2DEG orientiertes Magnetfeld kann die durch die schwache Lokalisierung hervorgerufene Erhöhung des Widerstands aufgehoben werden. Ohne Magnetfeld haben geschlossene Trajektorien

die gleiche Wahrscheinlichkeit für beide möglichen Richtungen bei kompletten Umläufen. Die konstruktive Interferenz führt zu einer erhöhten Rückstreuwahrscheinlichkeit und damit zu einem erhöhten Widerstand. Im Magnetfeld ist die Zeitumkehrinvarianz aufgehoben, und die beiden Wahrscheinlichkeiten sind nicht mehr gleich. Für beide Richtungen einer Trajektorie unterscheiden sich nach einem Umlauf die Phasen um

$$\phi = \frac{2eBS}{\hbar} \equiv 4\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}. \quad (2.34)$$

Dabei ist S die von der Trajektorie eingeschlossene Fläche und B das angelegte Magnetfeld. Wie in Gleichung 2.34 angedeutet, lässt sich anschaulich die Phasenverschiebung auch aus dem durch die Fläche dringenden Fluss in Einheiten des elementaren Flussquantums $\Phi_0 = h/e$ berechnen.

Mit diesem Zusammenhang ist ein weiterer Zugang zur Phasenkohärenzlänge möglich: Die Phasenkohärenzlänge l_ϕ kann auch abgeschätzt werden, indem man semiklassisch argumentierend davon ausgeht, dass Landau-Zustände erst dann ausgebildet werden, wenn die Zyklotronbahn $2\pi r_c = v_F/\omega_c$ kleiner als l_ϕ ist. Somit ergibt sich für die Phasenkohärenzlänge

$$l_\phi \approx 2\pi r_{c,S} = \frac{mv_F}{eB_S}, \quad (2.35)$$

wobei B_S das Magnetfeld ist, ab welchem Shubnikov-de Haas-Oszillationen beobachtbar sind.

2.4.3 Quanten-Hall-Effekt

Magnetfeldabhängige Messungen von Fowler et al. zeigten 1966 [Fow66], dass zweidimensionale Elektronengase an der Grenzfläche zwischen einem Silizium-Einkristall und einer Siliziumoxidschicht erzeugbar sind, wenn die Bewegungsfreiheit senkrecht zur Grenzfläche auf ca. 10 nm eingegrenzt wird [vK86]. Diese Entdeckung öffnete das Feld der zweidimensionalen Elektronensysteme, die in der Folge systematisch untersucht wurden. Eine eigene Konferenz für dieses Fachgebiet wurde deshalb 1975 ins Leben gerufen. Es wurde gezeigt, dass fast alle optischen und elektrischen Eigenschaften mikroelektronischer Bauelemente mit Hilfe dieser neuen Physik beschrieben werden können [vK05].

Untersuchungen des Elektronentransports in Silizium-Feldeffekt-Transistoren bei sehr hohen magnetischen Feldern sollten helfen, Fragen wie „Wie lässt sich die Ladungsträgerbeweglichkeit in diesen Bauelementen

verbessern?“, oder „Welche Art von Streuprozessen (verursacht durch Oberflächenrauigkeit, Grenzflächenladungen, Verunreinigungen, usw.) haben den größten Einfluss auf die Bewegung der Elektronen in der nur wenige Nanometer dicken, leitenden Schicht an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid?“ zu klären. Bei Messung der Hall-Spannung, die durch den von E. Hall 1879 entdeckten und nach ihm benannten Hall-Effekt erzeugt wird [Hal79] und deren Höhe sich zu

$$U_H = \frac{1}{ned} IB \quad (2.36)$$

berechnet, wenn d die Breite eines senkrecht von einem Magnetfeld B durchdrungenen und mit einem Strom der Stärke I durchflossenen Leiterstreifens ist, e der Ladung eines Majoritätsladungsträgers und n deren Ladungsträgerdichte entspricht und die Spannung an gegenüberliegenden, senkrecht zum Strom realisierten Kontakten am Leiterstreifen abgegriffen wird (s. Abb. 4.2d), beobachteten erstmals 1980 v. Klitzing et al. [vK80] an einem Silizium-MOSFET Abweichungen von der nach Gleichung 2.36 linear vom Magnetfeld abhängigen Hall-Spannung, wenn die Temperatur ausreichend niedrig und das Magnetfeld und die Beweglichkeit jeweils genügend hoch ist. Sie beobachteten Plateaus in der Hall-Spannung, wenn die Gatespannung und damit die Elektronendichte in der Inversionsschicht variiert wurde. Gleichzeitig ging die bei Shubnikov-de Haas-Oszillationen entlang des 2DEGs gemessene Spannung bei jenen Gatespannungen auf null zurück, bei denen in der Hall-Spannung Plateaus beobachtet werden konnten. Die von der Stromstärke abhängige Hall-Spannung wird durch Übergang zum so genannten Hall-Widerstand unabhängig von der Geometrie des Bauelementes:

$$R_H = \frac{U_H}{I}, \quad (2.37)$$

wobei I der durch die Probe fließende Strom ist. Die Höhe der Hall-Plateaus lag bei

$$R_H = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\nu} \quad \text{mit } \nu \in \mathbb{N} \quad (2.38)$$

und ist weder von der Probengeometrie noch von anderen äußeren Größen wie Magnetfeld oder Stromstärke, sondern nur von den fundamentalen Größen e und h abhängig. Die Breite der Plateaus ist jedoch von äußeren Parametern wie Temperatur oder Beweglichkeit bestimmt. Bei der Entdeckung war schnell klar, dass es sich um ein neues Quantenphänomen handelte (dies lässt sich schon aus dem Erscheinen der Planck-Konstante h in Gleichung 2.38 schließen). Interessanterweise hängen die

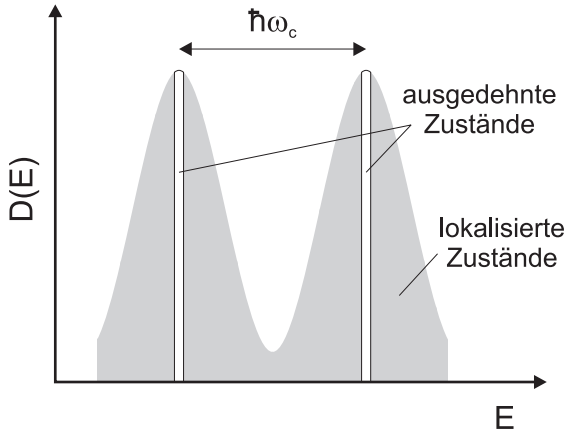


Abbildung 2.13: Bei den Energien der Landau-Niveaus sind die ausgedehnten Zustände zu finden, im übrigen Bereich die lokalisierten Zustände.

Hall-Widerstandswerte in den Quanten-Hall-Plateaus nicht von den geometrischen Details des Devices ab. Da beim Auftreten der Plateaus der Längswiderstand auf 0 abfällt, macht ein Versatz der Potentialabgriffe entlang des Bauelementes für den Wert der Hall-Spannung nichts aus. Man misst immer den exakt quantisierten Wert für den Hall-Widerstand. Schon am Tag nach dieser Messung in der Nacht vom 4. auf 5. Februar 1980 in Grenoble wurde mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig Kontakt aufgenommen, da sicherlich ein material- und geometriunabhängiger Widerstand für metrologische Institute wie die PTB von Bedeutung ist [vK05]. 1990 wurde denn auch ein neuer Widerstandsstandard mit der Klitzingkonstanten $R_k = \frac{h}{e^2} = 25812,807\Omega$ eingeführt.

Eine erste Erklärung, warum es zu so ausgeprägten Plateaus in der Hall-Spannung kommt, lieferten Prange, Aoki und Ando, Chalker und Breinig [Pra81], [Aok81], [Cha83], [Bre83]. Sie nahmen an, dass nur Zustände im Zentrum der verbreiterten Landau-Niveaus zum Ladungsträgertransport beitragen, die allgemein als ausgedehnte Zustände bezeichnet werden. Denen gegenüber stehen die so genannten lokalisierten Zustände, die sich in den Flanken der verbreiterten Landau-Niveaus befinden und wie gebundene Zustände keinen Beitrag zur Leitfähigkeit liefern (s. Abbildung 2.13). In ihnen ist jedoch das Fermi-Niveau festgehalten, wodurch sich

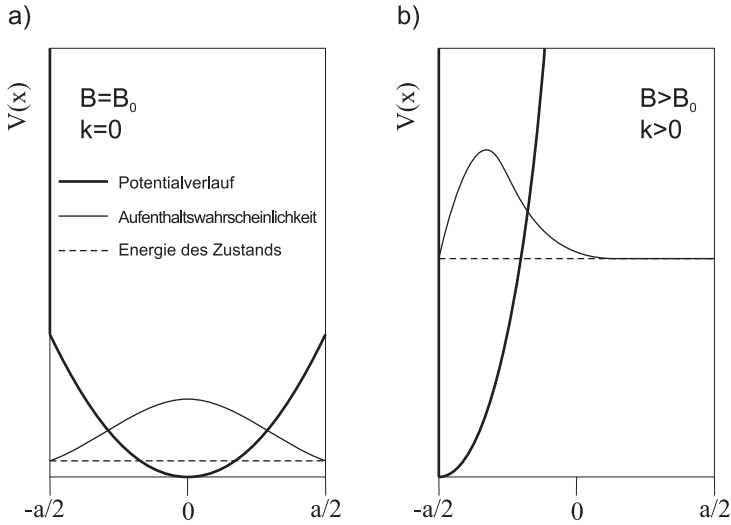


Abbildung 2.14: Entstehung eines Randzustandes: Dargestellt ist die Potentielle Energie (dicke Linie) und der Eigenzustand mit der geringsten Energie (gestrichelte Linie) mit seiner Aufenthaltswahrscheinlichkeit (dünne Linie) in einem engen Leiter [Dav93]. Für $k \neq 0$ und $B > 0$ in b) ist im Vergleich zu a) der Eigenzustand in einem näherungsweise dreieckigen Potentialtopf. Das größere B bewirkt ein steileres parabelförmiges Potential, das durch $k \neq 0$ an den Rand des Leiters verschoben ist. Der energetisch niedrigste Eigenzustand wird hierdurch in seiner Energie erhöht, seine maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit liegt am Rand.

eine konstante Hall-Spannung einstellt. Wird ein neues Landau-Niveau gefüllt (z.B. durch Erhöhung der Elektronendichte), so verschiebt sich das Fermi-Niveau von den lokalisierten Zuständen des einen Landau-Niveaus in die lokalisierten Zustände des benachbarten und neu gefüllten Landau-Niveaus. Ein neues Hall-Plateau wird beobachtbar.

2.4.4 Randzustände

Die Einschränkung der Bewegungsmöglichkeiten für Elektronen in eine Richtung führte zu zweidimensionalen Elektronengasen. Schränkt man diese weiter in eine Richtung ein, so führt dies zu Randzuständen, wie im Folgenden dargelegt wird [Dav93]. Dabei soll die Einschränkung nicht

so stark sein wie in z -Richtung. Hierzu wird ein den Kanal begrenzendes Potential $V(x)$ in Gleichung 2.17 eingeführt. Dies führt zur neuen Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega_c^2 (x - x_k)^2 + V(x) \right] u(x) = \epsilon u(x). \quad (2.39)$$

Setzt man x_k wieder ein, so kann das magnetische Potential als $(\hbar k + eBx)^2/(2m)$ geschrieben werden. Gleichung 2.39 kann für ein parabolisches Potential $V(x)$ analytisch gelöst werden, aber ausgehend vom Modell mit einem unendlich hohen Potentialwall wird die zu Grunde liegende Physik leichter verständlich. Sei also $V(x) = 0$ im Kanal von $-a/2$ bis $+a/2$ und unendlich außerhalb. Ohne Feld ergeben sich die Energien zu $\epsilon_{jk}(0) = \hbar^2(j\pi/a)^2/2m + \hbar^2 k^2/2m$. Sei nun $k = 0$, wodurch das magnetische Potential parabolisch um die Mitte des Kanals ist. Erhöht man nun das Magnetfeld etwas, wie in Abbildung 2.14a dargestellt, so wird die Wellenfunktion des Elektrons etwas gestört, was die Position des Elektrons stärker festlegt (hier in der Mitte des Kanals). Die Energie bleibt dabei in etwa die Energie der Landau-Niveaus: $\epsilon_{j0} \approx (j - \frac{1}{2})\hbar\omega_c$. Wird nun k erhöht, so verschiebt sich der Scheitelpunkt des parabolischen Potentials nach x_k und für $B = 0$ wird ϵ_{nk} erhöht. Bei großen Magnetfeldern, d.h. einem steileren parabelförmigen Potentialverlauf, bewirkt eine Verschiebung des Potentials bei $k = 0$ nur eine entsprechende Verschiebung der Wellenfunktion, was die Energie aber nicht ändert. Ist aber der Scheitelpunkt bei großem k außerhalb des Kanals, so befindet sich das Elektron in einem näherungsweise dreieckigen Potentialtopf (s. Abbildung 2.14b). Je höher dabei k ist, um so steiler ist der Potentialtopf, was zu einer größeren Energie des Zustandes und einer stärkeren Lokalisierung am Rand des Leiters führt. Zu beachten ist, dass mit k auch $-k$ eine Lösung ist. Bei $-k$ ist der Scheitelpunkt zur anderen Seite des Leiters verschoben und der Impuls entgegengesetzt zu k . Dies bedeutet, dass entsprechende Randzustände auf der gegenüberliegenden Seite auch in entgegengesetzter Richtung propagieren.

In der Mitte des Leiters sind die in erster Näherung ungestörten Landau-Niveaus vorhanden. Zum Rand hin sind sie zu höheren Energien verschoben. Direkt am Rand liegt dadurch der zum ersten Landau-Niveau gehörende Randzustand. Zusammen nennt man diese Zustände auch elektromagnetische Subbänder. Liegt nun die Fermi-Energie im Inneren des Leiters zwischen zwei Landau-Niveaus, so sind nur am Rand, also in den Randzuständen an der Fermi-Energie besetzte und unbesetzte Zustände in denen der Ladungstransport stattfinden kann.

Klassisch kann man sich Randzustände so vorstellen, dass sich Elektronen auf Zyklotronbahnen mit Radius

$$r_c = \frac{\sqrt{2mE}}{eB} \quad (2.40)$$

fortbewegen und dabei an den harten Wänden reflektiert werden. Hieraus resultiert eine effektive und auf den jeweiligen Seiten entgegengesetzte Drift der Elektronen. Im Inneren, wo für Elektronen geschlossene Zyklotronkreisbahnen, d.h. ohne Reflexionen, möglich sind, ergibt sich keine effektive Drift in Übereinstimmung mit der obigen quantenmechanischen Darstellung. Der mittlere Abstand der hüpfenden Elektronen vom Rand des Leiters entspricht der Position des korrespondierenden Randzustandes. Daneben gibt es bei ausreichend hohen Energien noch Trajektorien, bei denen während einer Periode an beiden Rändern eine Reflexion erfolgt. Veranschaulicht wird dies in Abbildung 2.15. Sie zeigt, welche Bewegung für Elektronen bei einer gültigen Wahl von Energie und Zentrum der Trajektorie erwartet wird.

2.5 Magnetotransport in einer Dimension

In diesem Abschnitt wird auf den Magnetotransport in einer Dimension eingegangen. Die Darstellung folgt dabei weitgehend der von Davies [Dav93]. Andere Quellen sind durch Referenzen gekennzeichnet.

2.5.1 Leitwertquantisierung

Erste theoretische Arbeiten zur Leitwertquantisierung gehen auf [Lan57] zurück, der den Transport in einem eindimensionalen Leiter untersuchte. Durch Erweiterung auf viele Kanäle von Büttiker [But86] entstand der als Landauer-Büttiker-Formalismus bekannte Ansatz, der wie unten dargestellt zur Leitwertquantisierung führt.

Sei nun ein elektrischer Leiter betrachtet: Der Leitwert ist der Kehrwert des elektrischen Widerstands. Die zugehörige Einheit ist Siemens. Man bestimmt den Leitwert, indem man in einer 4-Punkt Geometrie einen Strom einprägt und entlang des Leiter an Kontakten die abfallende Spannung misst. Sei σ die materialspezifische Leitfähigkeit, W die Breite und L die Länge eines zweidimensionalen Leiters, so beträgt der Leitwert G

$$G = \sigma \frac{W}{L}. \quad (2.41)$$

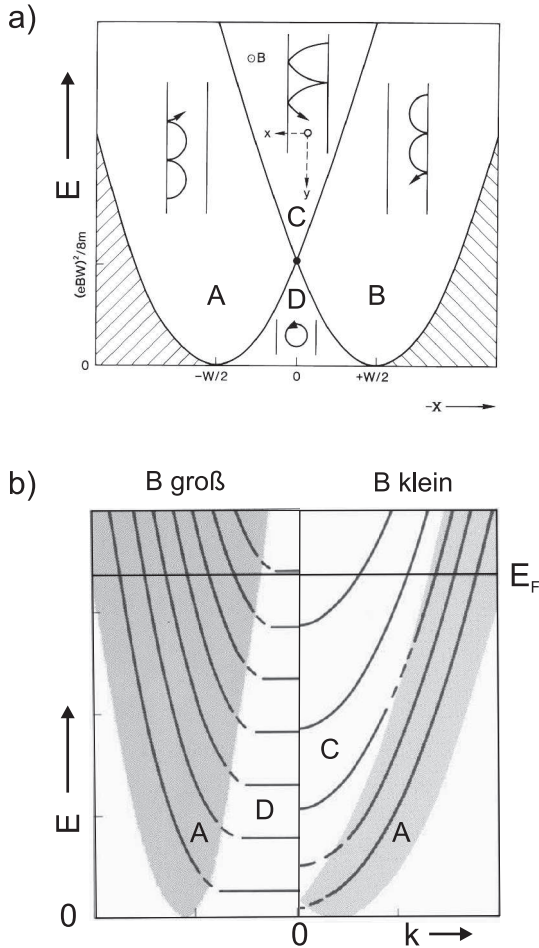


Abbildung 2.15: a) Dargestellt ist der Energie-Trajektorienzentrum-Phasenraum. Elektronen in den Bereichen A bzw. B haben Trajektorien, die am Rand des 2DEGs reflektiert werden und zu einer Propagation am Rand führen. Elektronen, deren Energie und Trajektorienzentrum in Bereich C liegt, werden an beiden Rändern reflektiert. In Bereich D befinden sich jene Elektronen, die geschlossene Zyklotron-Bahnen ohne Reflexionen am Rand durchlaufen. b) Die Dispersionsrelation für die Elektronen sind für kleine und große Magnetfelder dargestellt. Die markierten Bereiche entsprechen jenen aus a) [Bee91].

Charakteristische Längenskalen, die bei der Gültigkeit von Gleichung 2.41 berücksichtigt werden müssen, sind:

- **Die mittlere freie Weglänge:**

Durch Streuung an Verunreinigungen, Defekten und Phononen werden die Impulse der am Stromfluss beteiligten Elektronen verändert. Zwischen zwei Streuprozessen vergeht dabei im Mittel die Zeit τ_m . Wird weiter angenommen, dass sich die Elektronen mit der Fermi-Geschwindigkeit v_F bewegen, so ergibt sich ein mittlerer freier Weg zwischen zwei Stößen von

$$l_m = v_F \tau_m. \quad (2.42)$$

v_F und τ_m ergeben sich wie folgt:

Die Fermi-Geschwindigkeit v_F ist gegeben durch

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m}, \quad (2.43)$$

wofür die Berechnung von k_F nötig ist:

Die Zustandsdichte ist in einem 2DEG durch

$$D(E) = \frac{g_s g_v m}{2\pi \hbar^2} \quad (2.44)$$

gegeben. Damit ergibt sich für die Elektronen(flächen)dichte

$$n = E_F \frac{g_s g_v m}{2\pi \hbar^2}. \quad (2.45)$$

Die Dispersionsrelation für zur elektrischen Leitung beitragende Elektronen in einem Subband lautet

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (2.46)$$

Bei der Energie E_F ist k

$$k_F \equiv \sqrt{\frac{2mE_F}{\hbar^2}}, \quad (2.47)$$

was mit Gleichung 2.45 auch durch die Elektronendichte n ausgedrückt werden kann:

$$k_F = \sqrt{\frac{4\pi n}{g_s g_v}}. \quad (2.48)$$

Dieses k_F aus Gleichung 2.48 kann in Gleichung 2.43 eingesetzt werden, was für die Fermi-Geschwindigkeit zu

$$v_F = \frac{\hbar}{m} \sqrt{\frac{4\pi n}{g_s g_v}} \quad (2.49)$$

führt.

τ_m lässt sich aus dem Drude-Modell für die elektrische Leitfähigkeit bestimmen [Iba95]. Dabei ist die Leitfähigkeit durch

$$\sigma = e\mu n \quad (2.50)$$

gegeben. n ist dabei allgemein die Volumendichte aller freien Elektronen. Im 2-dimensionalen Fall gilt diese Gleichung ebenfalls, wenn die 2d-Beweglichkeit μ und die 2d-Elektronendichte eingesetzt wird. Aus der Beziehung

$$\mu = \frac{e\tau}{m} \quad (2.51)$$

lässt sich τ berechnen und somit insgesamt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen.

- **Die Fermi-Wellenlänge:**

Mit der Wellenzahl k ist eine Wellenlänge λ durch $k = 2\pi/\lambda$ assoziiert. Für die Fermi-Wellenlänge ergibt dies

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{g_s g_v \pi}{n}}. \quad (2.52)$$

Diese Wellenlänge liegt in Metallen im Bereich von wenigen Å, wohingegen in Halbleitern einige 10 nm erreicht werden können. Beispielsweise ist bei Silizium(100) für eine Elektronenflächendichte von $n = 1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ die Fermi-Wellenlänge etwa 35 nm.

- **Die Phasen-Kohärenzlänge:**

Durch inelastische Streuung der Elektronen mit anderen Elektronen oder Phononen wird die Phaseninformation nach einer mittleren Wegstrecke von l_ϕ zerstört. l_ϕ wurde in Gleichung 2.33 in Abschnitt 2.4.2 definiert. Die Diffusionskonstante \mathcal{D} ist dabei [Ehr94]

$$\mathcal{D} = \frac{v_F^2 \tau_m}{2} \quad (2.53)$$

mit der elastischen Streuzeit τ_m und dem Faktor 2 im Nenner für die Dimensionalität [Fer97]. Sind die Längenskalen einer Struktur kleiner als die mittlere freie Weglänge und die Phasenkohärenzlänge, so gibt es Abweichungen vom makroskopischen, diffusiven Transport, wie er aus der Alltagswelt bekannt ist. Die Quantennatur der am elektrischen Strom beteiligten Elektronen wird dabei offenbar, und auf Längenskalen im Bereich der Fermi-Wellenlänge treten die quantenmechanischen Effekte zu Tage. In der Tat findet man einen quantisierten Leitwert bei Strukturen, deren Größe im Bereich der Fermi-Wellenlänge liegt, der überdies endlich ist und nicht unendlich wie man es klassisch erwartet. Hierauf wird im Nachfolgenden eingegangen.

Seien zwei Leiter mit mehreren propagierenden Zuständen über einen schmalen quasi eindimensionalen Kanal miteinander verbunden, so wird dieser Sachverhalt quantenmechanisch mit einlaufenden und reflektierten Wellen beschrieben. Der Kanal wird zunächst durch eine Potentialbarriere (auch Streuzentrum genannt) beschrieben, die an idealen eindimensionalen Leitern angrenzt, die wiederum mit einem Reservoir verbunden sind. In einer Dimension ist der Strom von der linken zur rechten Seite gegeben durch

$$I_L = g_s g_v e \int_0^\infty f[\epsilon(k), \mu_L] v(k) T(k) \frac{dk}{2\pi}, \quad (2.54)$$

wobei $f(\epsilon(k), \mu_L)$ die Fermi-Verteilung zur Fermi-Energie μ_L , $v(k)$ die Geschwindigkeit und $T(k)$ die Transmissionswahrscheinlichkeit für das Passieren der Barriere für ein Elektron mit Wellenzahl k ist. Mit der Beziehung

$$dk = \frac{dk}{dE} dE = \frac{1}{\hbar v} dE$$

kann zur Integration über die Energie übergegangen werden, was zu

$$I_L = g_s g_v e \int_{U_L}^\infty f(E, \mu_L) v T(E) \frac{dE}{2\pi \hbar v} = \frac{g_s g_v e}{h} \int_{U_L}^\infty f(E, \mu_L) T(E) dE \quad (2.55)$$

führt, mit U_L dem Minimum des Subbandes. Der Ausdruck für den Strom der von rechts kommenden Elektronen ergibt sich analog, wobei das Minuszeichen der Bewegungsrichtung der Elektronen Rechnung trägt:

$$I_R = -\frac{g_s g_v e}{h} \int_{U_R}^{\infty} f(E, \mu_R) T(E) dE. \quad (2.56)$$

Der Gesamtstrom ergibt sich, wenn die Summe des nach links und des nach rechts fließenden Stromes gebildet wird. Berücksichtigt man, dass Elektronen im Bereich zwischen U_L und U_R wegen fehlender propagierender Zustände nicht zum Stromfluss beitragen können und deshalb in obigen Integralen die untere Grenze als U_L gewählt werden kann, so führt die zu

$$I = I_L + I_R = \frac{g_s g_v e}{h} \int_{U_L}^{\infty} [f(E, \mu_L) - f(E, \mu_R)] T(E) dE. \quad (2.57)$$

Für kleine Spannungsunterschiede kann man gleichzeitig die Fermi-Verteilung durch eine Taylorentwicklung bis in erster Ordnung annähern mit μ als Fermi-Niveau im Gleichgewicht. So ergibt sich, wenn $\mu_L = \mu + \frac{eV}{2}$ und $\mu_R = \mu - \frac{eV}{2}$ und somit

$$f(E, \mu_L) - f(E, \mu_R) \approx eV \frac{\partial f(E, \mu)}{\partial \mu} = -eV \frac{\partial f(E, \mu)}{\partial E} \quad (2.58)$$

für I :

$$I = \frac{g_s g_v e^2 V}{h} \int_{U_L}^{\infty} \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) T(E) dE, \quad (2.59)$$

was direkt zum Leitwert G

$$G = \frac{g_s g_v e^2}{h} \int_{U_L}^{\infty} \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) T(E) dE, \quad (2.60)$$

führt. Ist die Temperatur sehr klein, so ist $\frac{df}{dE} = \delta(E - \mu)$, was einen Leitwert von

$$G = \frac{g_s g_v e^2}{h} T(\mu) \quad (2.61)$$

ergibt. Falls der Leiter eine perfekte Transmission von $T = 1$ hat, dann ist der Leitwert unabhängig von der Länge und beträgt $g_s g_v \frac{e^2}{h}$. Sind viele Kanäle besetzt, auf der linken Seite N_{links} und N_{rechts} auf der Rechten, so muss die Streuung von einer Mode in eine andere berücksichtigt werden (s. Abb. 2.16).

Ein Elektron in der linken Mode m wird in die rechte Mode n transmittiert, was durch die Transmissionsamplitude t_{mn} beschrieben wird. Beschränkt man sich nur auf die propagierenden Zustände, so lässt sich eine Matrix t mit Einträgen t_{mn} und der Dimension $N_{links} \times N_{rechts}$ formulieren. Diese Matrix hat immer noch genügend Information, um den Leitwert berechnen zu können. Der gesamte Leitwert hat nach der Summation über alle einlaufenden und auslaufenden Moden den Wert

$$G = \frac{g_s g_v e^2}{h} \sum_m \sum_n |t_{nm}|^2 \quad (2.62)$$

und ist damit die Summe über alle Intensitäten $|t_{nm}|^2$ der Streuung von Mode n in Mode m unter der Voraussetzung, dass die Elektronen nicht miteinander interferieren. Gleichung 2.62 lässt sich leicht in die häufig anzutreffende Darstellung mit der Spur $Tr(t^\dagger t)$ umformulieren:

$$\begin{aligned} G &= \frac{g_s g_v e^2}{h} \sum_{m,n} t_{nm} t_{nm}^* = \frac{g_s g_v e^2}{h} \sum_{m,n} (t)_{nm} (t^\dagger)_{mn} = \\ &= \frac{g_s g_v e^2}{h} \sum_n (t t^\dagger)_{nn} = \frac{g_s g_v e^2}{h} Tr(t t^\dagger) = \\ &= \frac{g_s g_v e^2}{h} Tr(t^\dagger t) \end{aligned} \quad (2.63)$$

Dabei wurde durch $(t^\dagger)_{mn} = (t_{nm})^*$ die zu t adjungierte Matrix t^\dagger definiert.

2.5.2 Quantenpunktkontakte

Ist die mittlere freie Weglänge l_m größer als die Länge l und Breite b einer Einschnürung in einem Leiter, wie in Abbildung 2.16a dargestellt, so erhält man für den Fall, dass die Fermi-Wellenlänge $\lambda_F \ll b$, einen klassischen Kontakt zwischen den Reservoiren und für den Fall, dass $\lambda_F = O(b)$, einen Quantenpunktkontakt.

Der erste Quantenpunktkontakt wurde von Gimzewski et al. mittels eines Raster-Tunnel-Mikroskopes hergestellt [Gim87]. Beim Heranfahren einer metallischen Iridiumspitze an eine Silberoberfläche wurde eine nichtlineare Strom-Spannungskennlinie beobachtet. Die Stufe in der Kennlinie entsprach einer Widerstandsänderung von ca. 10 k Ω und korrespondierte damit zu dem Widerstand von $(h/e^2)/2 = 12,9$ k Ω , der für den ersten Kanal von Spin-entarteten Quantenpunktkontakten erwartet wird

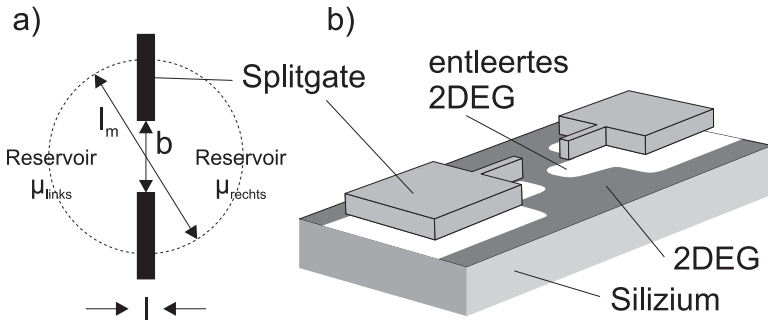


Abbildung 2.16: a) Längenskalen für die Erzeugung eines Quantenpunktkontaktes b) Realisierung eines Quantenpunktkontaktes in einem 2DEG durch elektrostatische Einschnürung mit Hilfe von Splitgates.

(s. weiter unten).

In 2DEGs in Halbleiterstrukturen ist die Erzeugung eines Quantenpunktkontaktes einfacher als in Metallen, da die Fermi-Wellenlänge λ_F sehr viel größer ist. Hierdurch können mit Hilfe der optischen Lithographie und der Elektronenstrahlolithographie Strukturen erzeugt werden, die in der Größenordnung von λ_F liegen. Insbesondere in Halbleiterheterostrukturen auf AlGaAs-Basis lassen sich ballistische Quantenpunktkontakte erzeugen, da in diesem Materialsystem eine sehr hohe Beweglichkeit und damit auch eine große mittlere freie Weglänge erzeugt werden kann. In der Praxis wird ein Quantenpunktkontakt durch ein Splitgate, welches sich elektrisch isoliert über dem 2DEG befindet, erzeugt [Zhe86], [Tho86]. Hierzu wird eine negative Spannung an den Elektroden des Gates angelegt, wodurch unter den Gates die Elektronenschicht soweit verarmt, dass ein Stromfluss von einem Reservoir zum anderen nur noch durch den sich zwischen den Splitgates im 2DEG elektrostatisch erzeugten schmalen Kanal erfolgen kann. Dies veranschaulicht Abb. 2.16b. Der Kanal ist ein eindimensionales System, auf den die Überlegungen aus dem vorangegangenen Abschnitt 2.5.1 zur Leitwertquantisierung angewendet werden können.

Die Potentiallandschaft eines Quantenpunktkontaktes hat die Form eines Sattels (s. Abb. 2.17a), wenn die einschnürenden Potentiale in erster Näherung durch quadratische Funktionen angenähert werden; man spricht daher auch von einem Sattelpunktpotential. Ist die Änderung der Energie einer Mode entlang des Kanals (in y -Richtung in Abb. 2.17)

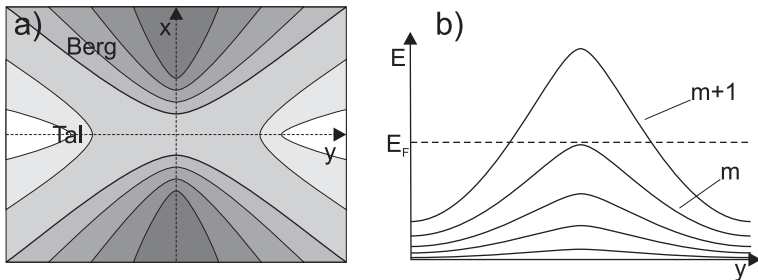


Abbildung 2.17: a) Schematische Darstellung eines Sattelpunktpotentials eines Quantenpunktkontaktes: Ein hohes elektrisches Potential ist durch dunkle Grautöne veranschaulicht (Berg). Die etwas dickere Äquipotentiallinie kennzeichnet den Schnittpunkt von potentieller Energie und Fermienergie. b) Energieverlauf $E(y)$ der Moden in der Mitte eines Quantenpunktkontaktes in Transport-Richtung: Moden $\leq m$ liegen unter der Fermienergie und sind daher offen.

klein, so führt dies zu einem breiten Maximum in der Energie der Mode (s. Abb. 2.17b). Liegen in der Mitte des Kontaktes die Energien der propagierenden Moden höher als das chemische Potential E_F , so kann ein Elektron wegen der langen Tunneldistanz nicht mehr zur anderen Seite gelangen und wird reflektiert. Es können also nur jene Elektronen fließen, die sich in den N_{trans} Moden befinden, deren Energie über den gesamten Punktkontakt hinweg kleiner als das chemische Potential ist. Folglich sind die Diagonaleinträge in der t -Matrix für diese Moden praktisch 1 und 0 sonst. Mit Gleichung 2.63 berechnet sich der Leitwert eines Quantenpunktkontaktes zu

$$G = \frac{g_s g_v e^2}{h} Tr(t^\dagger t) \approx \frac{g_s g_v e^2}{h} N_{trans}. \quad (2.64)$$

Die Anzahl der propagierenden Moden hängt von der Form des Sattelpunktpotentials ab, welches wiederum von der Spannung an den Splitgate-Elektroden abhängt. Damit sollte ein in Stufen von $g_s g_v e^2/h$ abnehmender Leitwert beobachtbar sein, wenn durch Anlegen einer immer negativeren Spannung an den über dem 2DEG angeordneten Splitgates der Kontakt durch elektrostatische Einschnürung geschlossen wird. 1988 wurden auf diese Weise unabhängig voneinander von Wharam et al. [Wha88] und van Wees et al. [vW88b] Quantenpunktkontakte in AlGaAs-Heterostrukturen erzeugt. In der Tat konnte von ihnen solch

ein stufenartig abnehmender Leitwert verifiziert werden.

Die maximal mögliche Zahl an propagierenden Moden bei einem Quantenpunktkontakt lässt sich aus dem Abstand der Splitgates abschätzen [Kra01]. Da die Splitgates näherungsweise ein parabolisches Potential bilden, wenn durch Anlegen einer negativen Spannung die Einschnürung im 2DEG gebildet wird, nimmt von einer Mode zur nächsten die Knotenanzahl der Wellenfunktion jeweils um 1 zu und deren Ausdehnung wird in Schritten von $\lambda_F/2$ größer. Die maximal mögliche Modenzahl N_{Max} eines elektrostatisch definierten Punktkontaktes lässt sich daher mit

$$N_{Max} = \frac{W}{\lambda_F/2} \quad (2.65)$$

abschätzen, wobei W dem Abstand der metallischen Splitgates (in dieser Arbeit aus Chrom) entspricht.

Szafer et al. modellierten in einem einfachen Modell einen Quantenpunktkontakt [Sza89]. Dabei sind zwei (breite) Reservoirs durch einen (schmalen) rechteckigen Kanal, dem Punktkontakt, miteinander verbunden. Auf Grund dieser Geometrie ist dieses Modell auch als „Wide-Narrow-Wide-Modell“ bekannt und führt zu gleichmäßigen Leitwertstufen. Darüber hinaus sagten Szafer et al. Resonanzen voraus, die durch interne Reflexionen am Übergang vom breiten zum schmalen Bereich hervorgerufen werden. Hirayama et al. vermuten solche Resonanzen beobachtet zu haben [Hir89], aber eine klare Bestätigung der Vorhersage steht noch aus. In einem, den Experimenten mit Quantenpunktkontakten näher kommenden Modell, dem „adiabatischen Modell“ (z.B. in [Gol80]), wird ein adiabatischer Übergang vom breiten zum schmalen Bereich modelliert. Lässt man Reflexionen und Tunneln in der Umgebung der Leitwertstufen zu, so werden die Leitwertstufen abgerundet, wie es auch in Experimenten praktisch beobachtet wird (z.B. in [Wha88] und [vW88b]). Die Herstellung von Quantenpunktkontakten in Silizium ist schwierig, da die mittlere freie Weglänge im Bereich der Fermi-Wellenlänge liegt. Daher konzentrierten sich bisherige Arbeiten vorwiegend auf die Herstellung von eindimensionalen Drähten und deren elektrische Charakterisierung. So konnte zwar in Arbeiten von Tang et al. [Tan92], Takeuchi et al. [Tak95], Gao et al. [Gao90], Namatsu et al. [Nam97] und Nakajima et al. [Nak94] ein nichtlinearer Transport durch eine Einschnürung beobachtet werden, aber die beobachteten Merkmale konnten in keinem Fall Leitwertstufen mit einer Höhe von $4e^2/h$ zugeordnet werden. Scott-Thomas et al. waren die ersten, die einen Kanal durch elektrostatische Einschnürung der Inversionsschicht eines Silizium-MOSFETs mit Split-

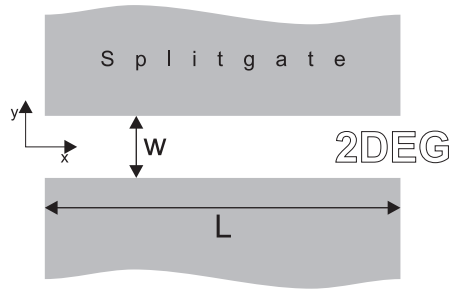


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung eines Kanals mit Breite w und Länge L in einem 2DEG, der durch die elektrostatische Einschnürung der Splitgates erzeugt wird

gates erzeugten [ST89], [ST88]. Auf Grund der Länge der Kanäle ($1\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$) konnten auch sie keine Leitwertstufen von $4e^2/h$ beobachten.

2.5.3 Resonanzen in einem 1D Kanal

Schnürt man das zweidimensionale Elektronengas ein, so kann man einen eindimensionalen Kanal erzeugen, wie er in Abb. 2.18 schematisch dargestellt ist. Um die Energien der Transmissionsmoden zu berechnen, kann ein eindimensionaler Kanal durch ein Kastenpotential mit unendlich hohen Wänden angenähert werden. Die Breite des Kanals sei dabei w und dessen Länge L (s. Abb. 2.18). Damit ergeben sich nach Lösung der Schrödingergleichung mögliche Energien für Zustände in diesem Potential:

$$E_n^w = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \frac{n^2}{w^2}, \tag{2.66}$$

mit $m^* = 0,19 m_e$ der relevanten effektiven Masse in Silizium. Die Breite w des Potentialtopfes wird in dieser Arbeit durch eine negative Spannung an den Chrom-Splitgates in Höhe von U_{Cr} definiert (s. dazu Abschnitt 3.2). Nur die Topgate-Spannung U_{SG} soll variiert werden. Ab einer bestimmten Spannung für U_{SG} wird der Kanal leitend. Diese Spannung wird mit U_{th} bezeichnet⁴. Erhöht man die Topgate-Spannung U_{SG} weiter, so kann ein lokales Maximum oder eine Schulter in der Leitfähigkeit auftreten. Die zugehörige Spannung ist U_1^w . Damit lässt sich nun ein

⁴th von threshold (engl.: Schwelle)

Energie-Spannungs-Umrechnungsfaktor α bestimmen [Til03], um die an das Topgate angelegte Spannung mit der Energie der Elektronen im Kanal in Beziehung zu setzen:

$$\alpha = \frac{E_1^w}{e(U_1^w - U_{th})} \quad (2.67)$$

mit w der Breite des Kanals. Mit diesem Faktor ist es nun möglich, zu jeder Topgate-Spannung die Energie der Elektronen zu bestimmen. Mit

$$k_x = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m^*(e\alpha(U_{SG} - U_{th}) - E_1^w)} \quad (2.68)$$

lässt sich nun der longitudinale Wellenvektor der Elektronen bestimmen. Anschaulich ist der Betrag von k jener, der für freie Elektronen erwartet wird, deren Energie um eine potentielle Energie, hier E_1^w , reduziert wurde. Für Elektronen mit genau der Energie der Transmissionsmode ergibt sich so ein k_x von null. Beobachtet man Resonanzen, so lässt sich aus dem Abstand der Maxima in k_x mit

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{L} \quad (2.69)$$

die Länge L des Kanals bestimmen [Til03], [Ken06].

2.5.4 Random-Telegraph-Signal

Gibt in einer Struktur eine Störstelle ein Elektron auf Grund thermischer Anregung ab, so ändert sich lokal um diese Störstelle das elektrische Potential. Solch eine Änderung kann ausreichend sein, um die Besetzung von Subbändern an dieser Stelle zu ändern, was folglich zu einer Änderung der Leitfähigkeit der Probe führt. Bei einer sehr großen Ausdehnung des zur Leitfähigkeit beitragenden Probenbereichs wird eine einzige Umladung keine messbare Auswirkung auf die Gesamtleitfähigkeit im Rahmen der Messgenauigkeit haben. Bei mesoskopischen Strukturen wie Punktkontakten kann jedoch sehr wohl eine plötzliche Änderung der Leitfähigkeit beobachtet werden. Auch bei größeren Strukturen ist dies möglich, wenn eine Störstelle an einem geeigneten Ort sitzt [Kir89]. Beobachtet man bei sonst konstanten Parametern die Leitfähigkeit, so kann man möglicherweise das als „Random Telegraph Noise“ bekannte Rauschen beobachten. Dabei springt der Leitwert zwischen zwei festen Werten hin und her, was auf ein Laden und Entladen einer Störstelle schließen lässt. Dies erfolgt um so schneller, je größer die thermische

Energie kT im Vergleich zur Ionisierungsenergie ist, bis sie so groß ist, dass die Störstelle praktisch immer ionisiert ist.

Eine theoretische Behandlung dieses Effektes bedarf der großkanonischen Beschreibung der Statistischen Physik [Kel95]. In dieser ist ein System mit einem Reservoir für Energie und Teilchen in Kontakt. Der Einfluss des Reservoirs auf das System wird durch die Temperatur und das chemische Potential beschrieben. Sei E_c die Energie, bei der die Störstelle ihren Ladungszustand von n nach $n + 1$ bei $T = 0$ ändert. Seien weiterhin für den Zustand, bei dem die Störstelle mit n Elektronen besetzt ist, eine Energie von 0 gewählt und die Entartungsgrade der beiden Zustände mit $\gamma(n)$ und $\gamma(n + 1)$ bezeichnet, so ergibt sich für die Große Zustandssumme [Diu94], [Kel95]

$$\Xi = \gamma(n)e^{\frac{nE_F}{kT}} + \gamma(n + 1)e^{-\frac{E_c - (n+1)E_F}{kT}}. \quad (2.70)$$

Hieraus folgt für die Wahrscheinlichkeit $p(n+1)$ einen Zustand mit $(n+1)$ Elektronen vorzufinden

$$p(n + 1) = \frac{1}{1 + ge^{\frac{E_c - E_F}{kT}}} \quad (2.71)$$

wobei $g = \frac{\gamma(n)}{\gamma(n+1)}$. Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich einfach aus oben beschriebenen Messungen bestimmen, indem man den Quotienten aus der Verweildauer im Zustand mit $(n + 1)$ Elektronen und der Gesamtzeit berechnet:

$$p(n + 1) = \frac{\tau_{(n+1)}}{\tau_{(n)} + \tau_{(n+1)}}. \quad (2.72)$$

Nun lässt sich in der Praxis aus der Beobachtung des Random Telegraph Noise bei bekannter Temperatur auf E_c schließen. Mit einer plausiblen Annahme über die Natur des Defektes (beispielsweise ein bestimmter Defekt im Gateoxid eines MOSFETs) kann hierdurch auch ein Ort (im Sinne von Abstand zur Inversionsschicht) für ihn bestimmt werden [Kel95].

Kapitel 3

Probenherstellung

Dieses Kapitel widmet sich der Herstellung der Proben. Dabei wird hier der Übersicht halber nur teilweise auf die Fertigungsdetails, wie z.B. Prozesstemperatur oder -dauer eingegangen, dafür aber mehr auf die Besonderheiten in den jeweiligen Herstellungsschritten. Die detaillierten Parameter befinden sich im Anhang A.1.

Zuerst wird auf die Herstellung der Hallbar-Proben mit Feldoxid eingegangen, dann folgt der Abschnitt für die Herstellung von Hallbar-Proben ohne Feldoxid. Im daran anschließenden Kapitel 3.2 wird die Fertigung von Proben mit Splitgate-Elektroden erläutert.

3.1 Hallbar-Proben

3.1.1 Probenlayout

Damit Messfehler bei späteren Messungen möglichst gering gehalten werden können, sind einige Gesichtspunkte zu beachten, die im Folgenden ausgeführt werden [Ebe98], [Loo89]: Das Verhältnis von Länge l zu Breite b des Hallbars soll $\frac{l}{b} \geq 4$ sein. Der Abstand der Kontakte für die Potentialabgriffe von Source oder Drain soll mindestens b sein. Die Breite der Potentialabgriffe am Hallbar soll kleiner als $\frac{b}{3}$ sein. Zur korrekten Messung der am 2DEG abfallenden Spannung muss in 4-Punkt-Geometrie gemessen werden können, d.h. an einer Seite müssen mindestens zwei Kontakte für den Potentialabgriff vorhanden sein. Um Inhomogenitäten im Material erkennen und ggf. herausmitteln zu können, wurde eine spiegelsymmetrische Geometrie mit dem Kontakt zur Topgate-Elektrode in

der Mitte des Hallbars gewählt. Die vier nach diesen Kriterien gezeichneten Maskenebenen sind in Abb. 3.3 dargestellt.

Die Hallbars haben daher eine Länge von $600\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $50\ \mu\text{m}$. Die Seitenarme für die Spannungsabgriffe sind in $300\ \mu\text{m}$ Abstand angeordnet, wobei deren Distanz zu den Source- und Drain-Kontakten $150\ \mu\text{m}$ ist. Die Breite der Spannungsabgriffe ist mit $5\ \mu\text{m}$ die kleinste optisch zu realisierende Struktur. Die Maskenebenen dürfen bezüglich der ersten Ebene um maximal $2,5\ \mu\text{m}$ versetzt sein. Ist der Versatz größer können Kurzschlüsse auftreten.

Die Bondpads haben eine Größe von mindestens $160\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$. Mit dieser Größe ist die Durchführbarkeit des manuellen Bondens gewährleistet.

3.1.2 Prozessschritte

In diesem Abschnitt wird zunächst die Herstellung von Hallbar-Proben beschrieben. Da noch keine Erfahrung mit der Herstellung von Silizium-Hallbar-Proben vorhanden war, mussten zunächst die unten beschriebenen Prozessschritte variiert werden, um die optimalen Herstellungsschritte und -parameter zu finden. Um die gesamte Herstellung schneller durchführen zu können, wurde auch getestet, ob es möglich ist, auf ein Feldoxid zu verzichten. Für jene Proben fällt folglich der Schritt des Wachsens von Feldoxid weg. Abbildung 3.1a-g veranschaulicht schematisch die im Folgenden erläuterten Prozessschritte.

1. Ausgangsmaterial

Siliziumscheiben, auch als Siliziumwafer bezeichnet, dienen als Ausgangsmaterial für die Herstellung der Proben. Die Wafer haben eine Grunddotierung mit Bor in Höhe von $(1-2) \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$. Ihre Kristall-Orientierung war in (100)-Richtung, was für die Herstellung den Vorteil bietet, dass durch die 4-Zähligkeit der Symmetrieachse Brüche entlang der verschiedenen orientierten Kristallebenen zueinander senkrecht sind. Die für die Prozessierung verwendeten Proben hatten eine Größe von ca. $2,5\ \text{cm} \times 2,5\ \text{cm}$, worauf 25 Strukturen parallel erzeugt werden.

2. Reinigung

Nach dem Brechen wird die Siliziumoberfläche zunächst durch Abblasen mit N_2 , Abspülen mit Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser und nachfolgendem Trocknen mit N_2 gereinigt (Reinigung I im Anhang A.1). Daran schließt sich eine intensive

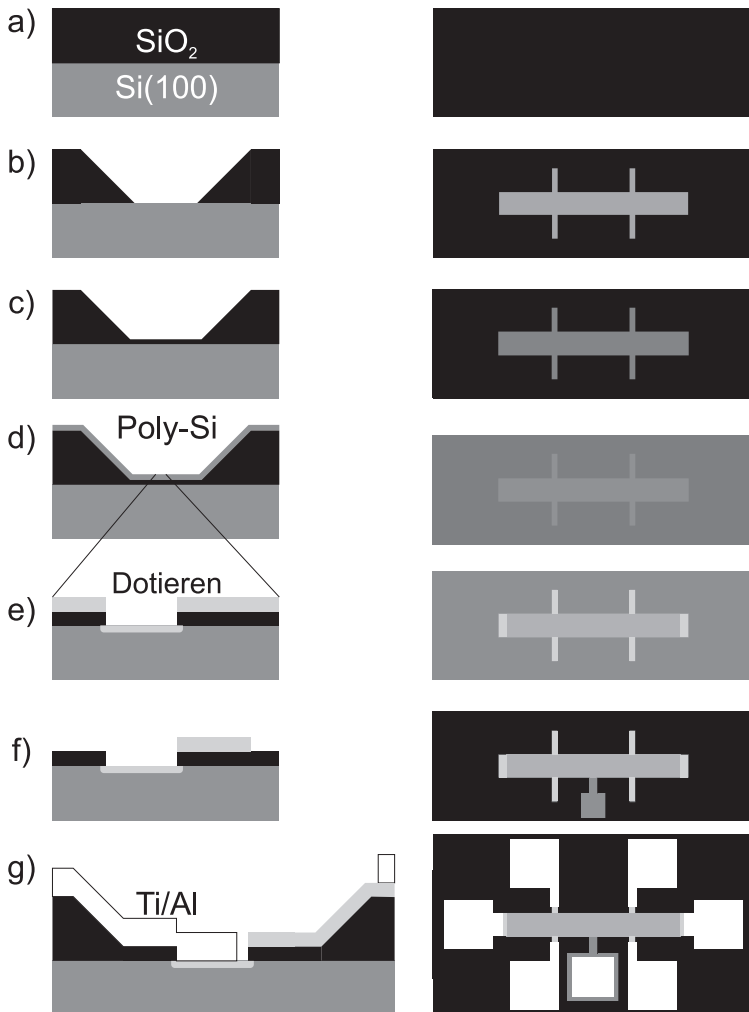


Abbildung 3.1: Linke Spalte: Schematische Übersicht über die Prozessschritte für die Herstellung von Hallbars mit Poly-Silizium Topgate. Rechte Spalte: Schematische Aufsicht.

Reinigung nach dem Verfahren von RCA¹ an [Ker70], [Ker93]. Dabei wird die Probe zunächst für ca. 10 Minuten in eine ca. 75°C warme Lösung aus Reinstwasser, NH₄OH und H₂O₂ gebracht, um organische Verunreinigungen zu entfernen. Ebenfalls wird etwas von dem natürlichen Oxid an der Waferoberfläche weggeätzt, welches allerdings auch gleichzeitig wieder neu gebildet wird [Wol86]. Auch kleine Partikel und verschiedene Metalle wie z.B. Chrom oder Gold werden mit dieser Ätzlösung entfernt [Wol86]. Danach wird die Oberfläche mit Reinstwasser gespült und in einem Bad aus H₂O, H₂O₂ und Salzsäure bei 70°C von metallischen Verunreinigungen befreit. Anschließend wird das vorhandene Oxid mit Flusssäure entfernt (Reinigung II im Anhang A.1).

3. Feldoxid

Direkt im Anschluss wird die Probe im Wasserbad zum Oxidationsofen gebracht, wo sie auf einem Glaträger in das Rohr des Ofens bei maximalem N₂ Fluss gebracht wird. Ein Siliziumoxid von 300 nm bis 400 nm Dicke wird bei 1050°C in O₂-Atmosphäre gewachsen. Es dient später als Feldoxid und bietet durch seine Dicke genügend Schutz, so dass beim späteren Bonden kein elektrischer Kontakt zwischen Bondpad und dem darunter liegenden Substrat entsteht. Abbildung 3.1a veranschaulicht diesen Schritt mit einer schematischen Ansicht im Querschnitt des Wafers und in Aufsicht.

4. Optische Lithographie 1: Definition von Alignmentmarken und Hallbar-Gebiet

Nach der Dehydrierung des Wafers auf einer Heizplatte bei 165°C für zehn Minuten und kurzem Abkühlen auf einem Wafer wird zunächst HMDS² und anschließend eine Schicht Positiv-Photolack auf den Wafer mit einer Lackschleuder aufgebracht. Durch die erste Maske hindurch wird die Lackschicht im Kontaktverfahren, d.h. die undurchsichtige Chromschicht der Maske und der Photolack sind direkt in Kontakt, mit UV-Licht belichtet. Dabei werden der Bereich des Hallbars sowie die zu dotierenden Kontaktbereiche definiert. Anschließendes Entwickeln erzeugt die Struktur im Lack.

5. Nasschemisches Ätzen

Das freigelegte Oxid wird bis zum Silizium mit gepufferter Flusssäure weggeätzt (s. Abb. 3.1b). Damit ist die Struktur übertragen

¹RCA = Radio Corporation of America

²HMDS = Hexamethyldisilazan

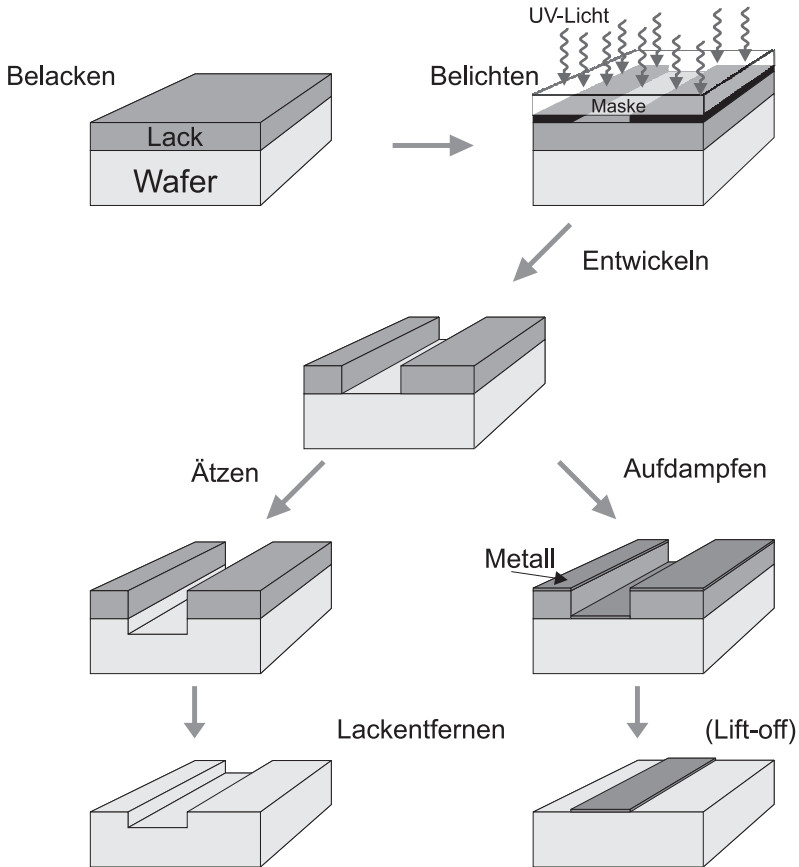


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt schematisch die während der Probenherstellung bei der optischen Lithographie durchzuführenden Schritte. Darüber hinaus sind zwei Möglichkeiten der Übertragung der im Lack erzeugten Struktur auf den Wafer gezeigt.

und der Photolack wird mit Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser entfernt (Reinigung III). Es folgt eine weitere Reinigung nach dem oben beschriebenen Verfahren von RCA mit einem abschließenden Dip in verdünnter HF. Es wird so lange geätzt, bis die Rückseite hydrophob ist, was die komplette Entfernung des dünnen, neu entstandenen Oxids anzeigt. Damit ist gewährleistet,

dass in den Gatebereichen das Oxid entfernt, jedoch vom Feldoxid nur wenig weggeätzt wurde. Abbildung 3.2 illustriert die Prozessschritte bei der optischen Lithographie. Darüber hinaus sind zwei mögliche Schritte der Strukturübertragung gezeigt, wie sie üblicherweise in dieser Arbeit dem Lithographieschritt folgten. In Abbildung 3.3 ist die Maskenstruktur zu sehen. Schwarz dargestellt sind die Öffnungen in der Maske, durch die das UV-Licht den Lack belichtet.

6. Gateoxid

Wie oben beschrieben wird die Probe in den Oxidationsofen gebracht und ca. 50 nm thermisches Oxid bei 1050°C gewachsen. Auf Grund der Dicke des Feldoxides wird selbiges in der Zeit, die zur Herstellung des Gateoxids notwendig ist, nur wenig wachsen (s. Abb. 3.1c).

7. Poly-Si

Auf die Proben wird in diesem Fertigungsschritt mittels LPCVD³ eine Schicht aus Poly-Silizium abgeschieden (s. Abb. 3.1d). In Abschnitt 3.1.3 werden Methoden zur Charakterisierung dieser Poly-Siliziumschicht erläutert.

8. Optische Lithographie 2: Definition der Kontakte zum 2DEG

Mittels optischer Lithographie wird in diesem Schritt eine Lackschicht auf dem Waferstück erzeugt, die an jenen Stellen geöffnet wird, die als Source- bzw. Drain-Kontakt oder aber als seitlicher Kontakt zum 2DEG am Hallbar dienen. Dabei ist zu beachten, dass diese Lackschicht, ebenso wie bei allen nachfolgenden Lithographieschritten, an den im ersten Lithographieschritt erzeugten Alignment⁴-Strukturen ausgerichtet wird. Die seitlichen Kontakte dienen später zum Abgreifen von Spannungen und werden daher in dieser Arbeit auch mit der englischen Bezeichnung „potential probes“ (pp) bezeichnet.

9. Trockenätzen

Durch anisotropes Trockenätzen (RIE⁵) wird das Schichtsystem

³LPCVD = low pressure chemical vapour deposition = chemische Abscheidung aus der Gasphase

⁴to align something = etwas ausrichten

⁵RIE = reactive ion etching = reaktives Ionenätzen

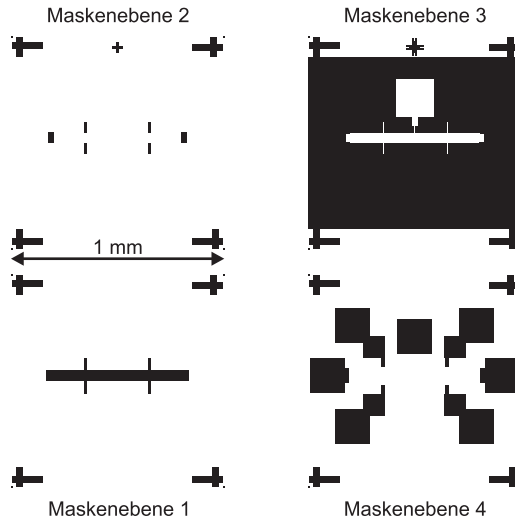


Abbildung 3.3: Maskenebenen für Hallbar-Proben die zur Charakterisierung des 2DEGs dienen. Schwarz dargestellt sind die Öffnungen in der Chromschicht, durch welche hindurch der Positiv-Photolack mit UV-Licht belichtet wird.

aus Poly-Silizium und Siliziumoxid weggeätzt und das darunter liegende Siliziumsubstrat freigelegt. Zu beachten ist dabei, dass ein leichtes Anätzen des Siliziumsubstrats unproblematisch ist, wohingegen eine zu geringe Ätztiefe eine dünne SiO_2 -Schicht hinterlässt, was für den nachfolgenden Prozessschritt problematisch ist. Deshalb wurde nach dem RIE-Ätzen mit gepufferter Flußsäure nachgeätzt, um eine möglicherweise zurückgebliebene SiO_2 -Schicht wegzuätzen.

10. Dotieren

Nach dem Entfernen des Photolacks wird die Probe mit Aceton, Isopropanol und Wasser gereinigt (Reinigung III). Anschließend wird die Probe kurz in gepufferter Flußsäure eingetaucht, um neu entstandenes natürliches Oxid in den Kontaktbereichen zu entfernen, und mit Wasser abgespült. Direkt danach wird die Probe auf einen Träger zwischen Phosphor-Diffusionsscheiben gestellt und in den Eingangsbereich des Dotierofens geschoben. Die Argonatmo-

sphäre verhindert ein erneutes Oxidwachstum bis zum Beginn der Dotierung. Nach einem Aufwärmen im Übergangsbereich zum geheizten Teil des Rohres wird die Probe in die Mitte des Ofens geschoben, um den Dotierprozess zu starten. Dabei zerfällt Cerpentaphosphat nach folgender Formel:



Das Trägergas Argon transportiert die aus den Diffusionsscheiben heraustretenden Moleküle von P_2O_5 zur Siliziumoberfläche [Eng]. Darauf entsteht dann eine Schicht aus Phosphorsilikatglas, aus welcher Phosphor in das (Poly-)Silizium diffundiert [Wid96]. Zum Beenden des Diffusionsprozesses wird die Probe wieder an die Anfangsposition geschoben, um ein Abkühlen in Argonatmosphäre zu gewährleisten. Nach 5 Minuten wird die Probe aus dem Ofen genommen und das Phosphorsilikatglas mit gepufferter Flusssäure entfernt (s. Abb. 3.1e). Die verwendeten Parameter (Dicke des Poly-Siliziums, Dotierung) beruhen auf der Arbeit von Neu [Neu00], der so bei 4,2 K leitfähige SET-Strukturen in Poly-Silizium herstellte. Damit auch bei 1,5 K leitfähige Source- und Drain-Bereiche im einkristallinen Silizium sind und ein leitfähiges Topgate aus Poly-Silizium möglich ist, muss die Dotierung mit Phosphor mindestens $3,74 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ betragen [Kit86].

11. **Optische Lithographie 3: Definition der Gatelektrode**

Nach dem Entfernen des Silikatglases durch kurzes Eintauchen in gepufferter Flusssäure und Spülen mit H_2O wird die Probe erneut belackt und mittels optischer Lithographie strukturiert. Der Photolack bleibt dabei an jenen Stellen stehen, die im nachfolgenden Trockenätzschritt nicht weggeätzt werden sollen.

12. **RIE**

In diesem Trockenätzschritt wird Poly-Silizium und SiO_2 dort weggeätzt wo es nicht von Photolack bedeckt ist. Dies sind die Gatelektrode, die der Erzeugung einer Inversion im Kanal dient, und die in einem vorangehenden Schritt dotierten Kontaktbereiche zum 2DEG (s. Abb. 3.1f).

13. **Optische Lithographie 4: Definition der Leitungen und der Bondpads**

Der Photolack wird mit aufeinander folgenden Spülungen der Probe mit Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser entfernt

(Reinigung III). Ein neuer optischer Lithographieschritt legt die Bereiche für die Bondpads frei. Kurz vor dem Einbau in die Aufdampfanlage wird natürliches Oxid durch einen Dip in gepufferter HF entfernt, um gute Kontakte zu gewährleisten.

14. **Aufdampfen**

Als erstes wird mittels Elektronenstrahlverdampfung Titan aufgebracht, um nach Bildung eines Silizids (TiSi_2) bei der späteren Formiergastemperung einen guten elektrischen Kontakt zu gewährleisten. Darüber hinaus reduziert eine Schicht aus Metall auf dem Silizium ein Spiking des nachfolgend thermisch aufgedampften Aluminiums [Sze85]. Um sicherzustellen, dass genügend Titan aufgedampft wurde, wurde die Zieldicke von 30 nm, übernommen von Single und Augke [Sin00], [Aug00], auf 50 nm angehoben. Dagegen wurde die Aluminiumdicke von 300 nm auf 200 nm verringert, da es sich zeigte, dass diese Dicke genügt, um auf den Bondpads bonden zu können. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass die Probe mit der Lackschicht beim Aufdampfen weniger lang den hohen Temperaturen ausgesetzt ist. Hierdurch war der nachfolgende Lift-off-Prozess mit den dünneren Ti/Al-Schichten leichter.

15. **Rückseite RIE**

Damit das Siliziummaterial auf einem definierten Potential liegt, wird auf der Rückseite ein weiterer Kontakt erzeugt. Hierzu werden in diesem Schritt mögliche Lackreste auf der Rückseite mit einem mit Aceton getränkten Tuch entfernt. Anschließend wird die Probe mit der Rückseite nach oben in die RIE-Anlage gelegt, so dass entstandenes natürliches Oxid, die auf der Rückseite noch vorhandene Poly-Siliziumschicht und das sich darunter befindende Siliziumoxid mittel RIE weggeätzt werden kann.

16. **Aufdampfen**

Auf das freigelegte Silizium auf der Rückseite der Probe wird in diesem Schritt eine dünne Schicht aus Titan und darauf Aluminium aufgedampft. Ein exaktes Einhalten der angestrebten Schichtdicken ist hier nicht notwendig, da ein mögliches Spiking von Aluminium auf der Rückseite beim späteren Tempern in Formiergas keinen Einfluss auf die Vorderseite hat. Als Maximaltiefe für Spikes kann die Dicke der aufgedampften Schicht angenommen werden. Diese ist in der Größenordnung $1\ \mu\text{m}$, während die Waferdicke im Bereich $500\ \mu\text{m}$ liegt. Damit ist die Vorderseite von den „Spikes“ so

weit entfernt, dass hierdurch auftretende Potentialunterschiede an der Device-Seite vernachlässigbar sind.

17. Lift-off

Zunächst wird die Probe in Aceton eingelegt, bis sich der Lack gelöst hat und der Metallfilm, der auf den Lack aufgedampft worden war, sichtbar abgelöst ist. Unter ständigem Acetonfluss wird die Probe in ein anderes Gefäß mit Aceton gebracht, damit keine bereits abgelösten Metallpartikel in das neue Gefäß gelangen können. Anschließend wird der Lift-off-Prozess mit Unterstützung von Ultraschall fortgesetzt. Nach dem Spülen in Aceton, Isopropanol und Wasser ist die Erzeugung der Bondpads abgeschlossen (s. Abb 3.1g).

Eine erste elektrische Charakterisierung des Bauelementes im Hinblick auf seine Eigenschaften als MOSFET findet nach diesem Lift-off-Prozess statt. Erst nach Messungen, die die Kennlinien eines MOSFETs liefern, wird mit der Herstellung der Probe fortgefahren.

18. Tempern in Formiergas

Die Probe wird in einem Ofen bei 425°C einer Atmosphäre aus H₂ und N₂ ausgesetzt. Dabei wird H₂ in seine Atome zerlegt und diffundiert zur Si/SiO₂ Grenzfläche, um dort vorhandene Bindungen abzusättigen. Hierdurch wird die Dichte an Defekten, die die Elektronen in der Inversionsschicht beeinflussen, gesenkt. Eine höhere Beweglichkeit bzw. eine größere Streulänge der Elektronen im 2DEG ist die Folge [Wol86].

19. Sägen

Zum Schutz vor Beschädigung durch Partikel, die beim Sägen entstehen können und vor dem Kühlwasser des Sägeblattes, wird die Probe mit Photolack belackt. Zum Trennen der 25 Einzelproben, die sich in einer 5×5 Matrix auf dem Waferstück in einem Abstand von 3 mm befinden, wird sie ohne Lufteinschlüsse auf eine Folie geklebt, diese auf einem Rahmen fixiert, in die Wafersäge eingespannt und gesägt. Nach dem Sägen wird das gesägte Probenstück aus der Folie herausgeschnitten und in einer Petrischale bis zum Bonden gelagert.

20. Bonden

Die zu verdrahtenden 3 mm×3 mm großen Einzelproben werden

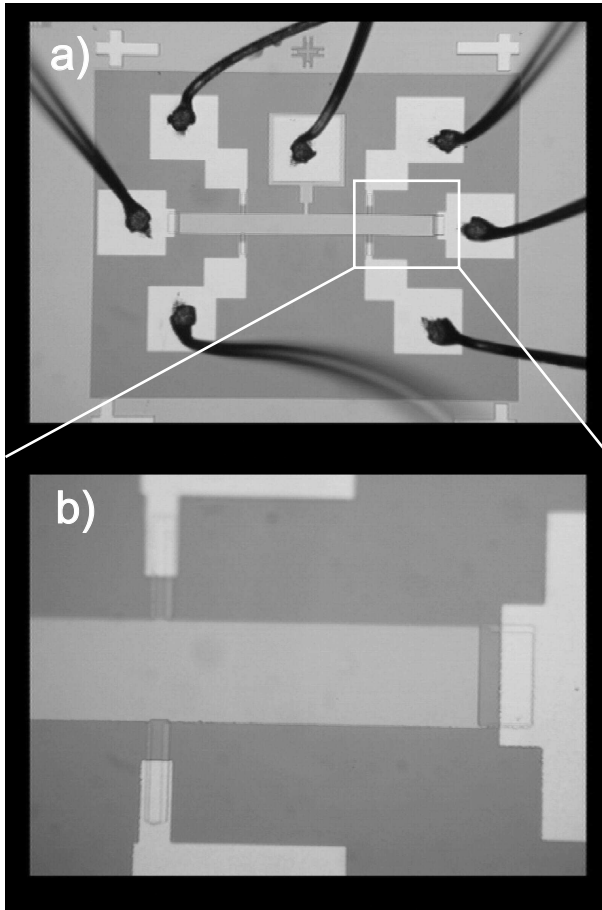


Abbildung 3.4: a) Die Abbildung zeigt eine gebondete Probe, die zur 2DEG Charakterisierung dient. Man erkennt am oberen Rand Kreuze für das Alignment. Der Hallbar in der Mitte des Bildes ist $50\mu\text{m}$ breit und $600\mu\text{m}$ lang. Links und rechts befinden sich der Source- bzw. Drain-Kontakt. In der Mitte des Hallbars ist der Kontakt zur Topgate-Elektrode realisiert. Die restlichen Bondpads dienen zur Messung von Spannungsabfällen quer und entlang des Hallbars. b) Der Ausschnitt zeigt, wie die dotierten Bereiche von den metallischen Bondpads überlappt werden.

von der Klebefolie mit einer Pinzette abgelöst, mit Aceton, Isopropanol und Wasser gereinigt und anschließend mit Silberleitkleber in einen Chipcarrier geklebt. Alle Beine des Carriers waren zuvor durch Umwickeln mit Kupferdraht miteinander verbunden worden. Dies dient zur Erdung aller Kontakte während des Bondens. Auch die Bondnadel befindet sich auf Erdpotential, so dass keine elektrostatischen Aufladungen zu einer Beschädigung des dünnen Gateoxids führen können. Eine Probe nach dem Bonden zeigt Abbildung 3.4.

Einbau in den Probenhalter

Beim Einbau in den Probenhalter ist zu beachten, dass die zuvor angebrachten Kupferdrähte erst entfernt werden, wenn die Probe fest mit den geerdeten Anschlussleitungen zur Messbox verbunden ist. Zum Messen werden an der Messbox die Erdungsstecker entfernt und die ebenfalls auf Erdpotential liegenden Kabel zu den Messgeräten angeschlossen. So ist eine Erdung bis zum Beginn des Messens gewährleistet und eine Beschädigung durch elektrostatische Aufladungen ausgeschlossen.

Lagerung der Proben

Die mit Proben bestückten Chip-Carrier wurden vor dem Einbau in den Probenhalter und nach dem Ausbau daraus in einen elektrisch leitfähigen Schaumstoff gesteckt, um Aufladungen der Probenkontakte zu vermeiden. Beim Ausbau wurde darauf geachtet, dass alles (Probe, Probenhalter, Experimentator, Schaumstoff) auf dem Potential der Erde liegt. Noch nicht gebondete Proben verblieben bis zum Bonden auf der Klebefolie, auf der sie zum Sägen aufgeklebt worden waren.

3.1.3 Poly-Silizium

Da die in der Arbeit von Wolfgang Neu verwendeten dotierten Poly-Siliziumschichten bei 4,2 K eine gute Leitfähigkeit zeigten, wurden auch in dieser Arbeit solche Poly-Schichten verwendet [Neu00]. Mit den gleichen Abscheidebedingungen (Temperatur, Druck und Gasfluss) wurde deshalb die gleiche Korngröße und Schichtdicke angestrebt. Hierbei wurde beobachtet, dass während der Abscheidung kleine Poly-Körner von etwas größeren überwachsen werden, wodurch sich mit zunehmender Schichtdicke auch die Korngröße erhöht. Nach jeder Abscheidung wurde

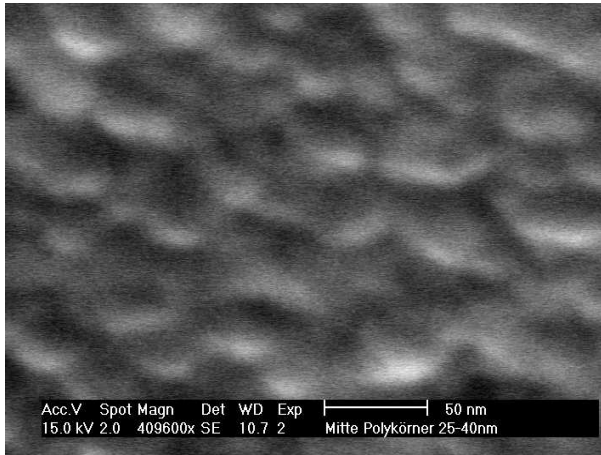


Abbildung 3.5: Typisches REM-Bild einer Poly-Siliziumoberfläche. Die Größe der Poly-Siliziumkörner beträgt im Mittel ca. 35nm.

die Schichtdicke und die Korngröße kontrolliert. Nur wenn die Schichten mit jenen von Neu vergleichbar waren, wurde die Prozessierung der Hallbar-Proben fortgeführt. Die Kontrolle der Schichtdicke erfolgte durch Vermessen der Dicke der Poly-Schicht an einer Bruchkante im Raster-Elektronenmikroskop. Trotz der dünnen Poly-Schicht von nur etwa 60 nm kann die Dicke auf 5nm genau bestimmt werden. Dies wurde in Tests zuvor abgeklärt, indem die aus ellipsometrischen Messungen bekannte Oxiddicke mit Messungen am REM verglichen wurde.

Zur Bestimmung der Korngröße wurde die Probenoberfläche unter einem Winkel von 45° mit dem REM betrachtet, wodurch Kanteneffekte deutlicher sichtbar werden. Die Bestimmung der Korngröße wurde per Auge mit Unterstützung des Vermessungswerkzeugs der REM-Software, wie es schon bei der Schichtdickenmessung zum Einsatz kam, durchgeführt. Abbildung 3.5 zeigt eine verwendete Poly-Oberfläche mit Korngrößen im Bereich von 35 nm-45 nm, welche mit jenen von Neu gut übereinstimmt [Neu00].

Die Dotierung der Poly-Siliziumschicht wurde mit Hilfe eines 4-Spitzen-Messkopfes bestimmt. Die Spitzen liegen auf einer Linie mit einem Abstand von $s = 760 \mu\text{m}$ und werden leicht auf die zu untersuchende Schicht gedrückt. An den äußeren beiden Spitzen wird eine Spannung angelegt

und der Strom I gemessen. Zusätzlich wird die an den mittleren beiden Spitzen abfallende Spannung U gemessen. Ist die Dicke d der Schicht bekannt und $d \ll s$ kann mit der Gleichung

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{U}{I} d \quad (3.1)$$

der spezifische Widerstand und daraus die Dotierkonzentration mit Hilfe eines Graphen aus Sze bestimmt werden [Rug84], [Sze81]. Für Dotierdauern von 30 Minuten bei 900°C ergab sich für 60 nm dicke Poly-Siliziumschichten ein spezifischer Widerstand von 0,01 Ωcm , was dem von Neu für diese Parameter berichteten Wert entspricht und einer Phosphorkonzentration von $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entspricht [Neu00]. Der Widerstand ist somit klein genug, um bei 1,5 K noch leitfähige Schichten vorzufinden, da die Dotierstoffkonzentration über der des Metall-Isolator-Übergangs von $3,74 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ liegt [Kit86].

3.1.4 Teststrukturen

van der Pauw-Strukturen

Teststrukturen zur späteren Bestimmung der Leitfähigkeit des Poly-Siliziums, so genannte „van der Pauw-Strukturen“, wurden realisiert (s. Abb. 3.6). Diese bieten die Möglichkeit in einer 4-Punkt-Messung den Widerstand einer Schicht zu bestimmen. Durch die Geometrie der Messung wird ausgeschlossen, dass ein serieller Widerstand oder ein Kontaktwiderstand unbekannter Größe das Ergebnis verfälscht [vdP59]. Die durch die Masken in Abbildung 3.6 definierte van der Pauw-Struktur besteht aus einem Poly-Silizium-Quadrat das durch Maskenebene 3 definiert wird und an den Ecken durch Überlapp mit den quadratischen Bondpads der Maske 4 kontaktiert wird. Bei einer 4-Punkt-Messung wird Strom über die Bondpads an zwei benachbarten Ecken in das Poly-Silizium eingepreßt und an den beiden gegenüberliegenden und folglich ebenfalls benachbarten Ecken der Spannungsabfall gemessen.

In Abbildung 3.7 ist ein Überblick über die vier Maskenebenen für Hallbar-Bauelemente dargestellt. Die Anordnung der verschiedenen Strukturen ist durch Symbole wiedergegeben.

Alignmentstrukturen

Um die verschiedenen Maskenebenen exakt übereinander positionieren zu können wurden Kreuzstrukturen und lange, sich kreuzenden Linien

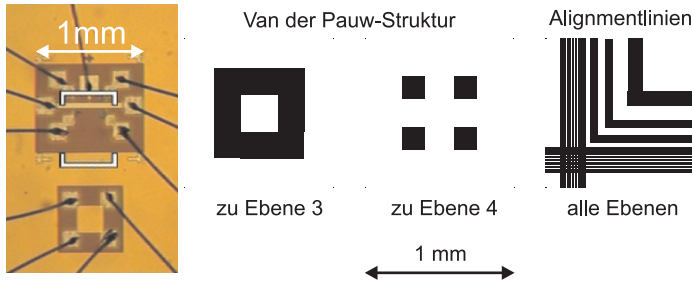


Abbildung 3.6: Teststrukturen für Hallbar-Bauelemente zur Prozesscharakterisierung. Links ist eine verdrahtete van der Pauw-Struktur neben einem Hallbar-Bauelement zu sehen. Dunkel erscheinen jene Bereiche, bei denen das Poly-Silizium weggeätzt wurde. Die van der Pauw-Struktur wird mit den beiden rechts daneben gezeigten Maskenebenen erzeugt. Rechts in der Abbildung befindet sich die Linienstruktur, die zum Alignment eingesetzt wurde.

als Alignmentstrukturen verwendet, wie sie in Abbildung 3.6 dargestellt sind. Durch die Aneinanderreihung mehrerer solcher 1 mm^2 großer Linienefelder wurden bis zu 5 mm lange Linien auf dem Probenstück erzeugt (s. Abb. 3.7), was die genau parallele Ausrichtung der Maskenebenen sehr unterstützte. Nebenbei sei bemerkt, dass diese Linien auch breit genug waren, um die Tiefe oder Höhe dieser Linien nach dem, dem Lithographieschritt folgenden, Prozessschritt zur Strukturübertragung auf den Wafer messen und kontrollieren zu können.

Toleranz und erzielte Genauigkeit

Beim Design der Masken wurde darauf geachtet, dass ein maximaler Versatz von bis zu $2,5 \mu\text{m}$ zur ersten Maskenebene noch zu funktionstüchtigen Strukturen führen kann. Es zeigte sich bei Vorversuchen und später bei der Herstellung, dass mit dem Maskaligner eine Maskenjustage mit deutlich höherer Genauigkeit als $2,5 \mu\text{m}$ erreicht werden kann. Die erzielten Genauigkeiten lagen im Bereich von $1,5 \mu\text{m}$ für den lateralen Versatz. Anhand langer Linien konnte eine maximale Winkelgenauigkeit von $0,125 \text{ mrad}$ bestimmt werden.

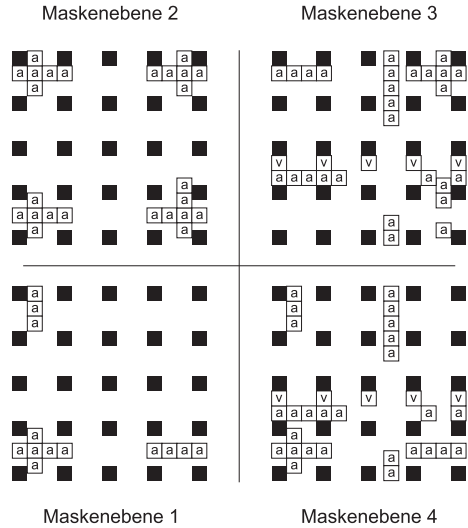


Abbildung 3.7: Übersicht über die 4 Maskenebenen für Hallbar-Bauelemente zur Prozesscharakterisierung. Mit „v“ sind die entsprechenden Masken für van der Pauw-Strukturen bezeichnet und mit „a“ die Alignmentstrukturen (s. auch Abb. 3.6). An den Positionen der schwarzen Quadrate befinden sich die Hallbar-Strukturen aus Abb. 3.3.

3.1.5 Hallbar-Proben ohne Feldoxid

Im Zuge der Optimierung der Hallbar-Herstellung im Hinblick auf eine Verkürzung der Prozessierungsdauer wurde auch getestet, inwieweit Hallbar-Proben ohne 300 nm–400 nm dickem Feldoxid herstellbar sind. Die Herstellungsschritte wurden deshalb im Vergleich zu jenen aus Abschnitt 3.1.2 für Proben mit Feldoxid abgeändert [Alt03]:

Als Ausgangsmaterial dienten die vom Institut für Mikroelektronik Stuttgart (IMS) bezogenen Si(100)-Wafer, die dort schon mit einem 50 nm dicken thermischen Oxid versehen worden waren. Dieses Oxid wurde direkt als Gateoxid für die ohne Feldoxid hergestellten Bauelemente verwendet. Die Herstellung solcher Proben startete deshalb mit der Abscheidung von Poly-Silizium nach einer Reinigung im Ultraschallbad mit Aceton, Isopropanol und Wasser. Abbildungen 3.1d-g veranschaulichen die Herstellungsschritte.

3.2 Splitgate-Proben

In diesem Abschnitt wird die Herstellung von Proben mit optionalen Cr-Elektroden erläutert. Etwas ausführlicher wird bei den Prozessschritten nur auf jene eingegangen, die neu oder stark verändert zu jenen von Abschnitt 3.1 sind. Die Herstellungsschritte sind an die Prozessfolge von Khoury et al. angelehnt, die einen Quantendot in einem Silizium-MOSFET durch elektrostatische Einschnürung mit Splitgates erzeugt haben [Kho99a], [Kho99b].

3.2.1 Prozessschritte

Eine schematische Darstellung des Herstellungsprozesses zeigt Abbildung 3.8. Die Prozessschritte für Proben mit Splitgates waren:

1. Wafer brechen und reinigen (mit „Reinigung I“ im Anhang A.1 bezeichnet)
2. Erste optische Lithographie und anschließendes trockenchemisches Ätzen der Alignmentmarken für optische Lithographie und Elektronenstrahlithographie auf einem Si(100)-Wafer, der mit einer 50 nm dicken Schicht aus thermischen Oxid umgeben ist (s. Abbildung 3.8a); Ätztiefe ca. 180 nm.
3. Zweite optische Lithographie erfolgt nach der Lackentfernung (Reinigung III), damit mit gepufferter Flußsäure die Bereiche von Source, Drain und Potentialabgriffen freigelegt und anschließend dotiert werden können (s. Abbildung 3.8b).
4. Nach der Dotierung wird nach der nasschemischen Entfernung des Oxids und RCA-Reinigung (Reinigung II) ein neues, dünnes Gateoxid gewachsen (s. Abbildung 3.8c).
5. Mittels Elektronenstrahlithographie (s. Abschnitt 3.2.3), anschließendem Aufdampfen von Chrom und Lift-off, werden die Splitgates hergestellt (s. Abbildung 3.8d). Zu beachten ist hierbei, dass die Strukturen an den Marken aus Maskenebene 1 von Abbildung 3.14 ausgerichtet sein müssen.
6. Auf dem gesamten Waferstück wird 80 nm PECVD⁶-Siliziumoxid abgeschieden (s. dazu Abschnitt 3.2.2), damit werden die Cr-Gates

⁶PECVD = plasma enhanced chemical vapour deposition = plasmaunterstützte chemische Abscheidung aus der Gasphase

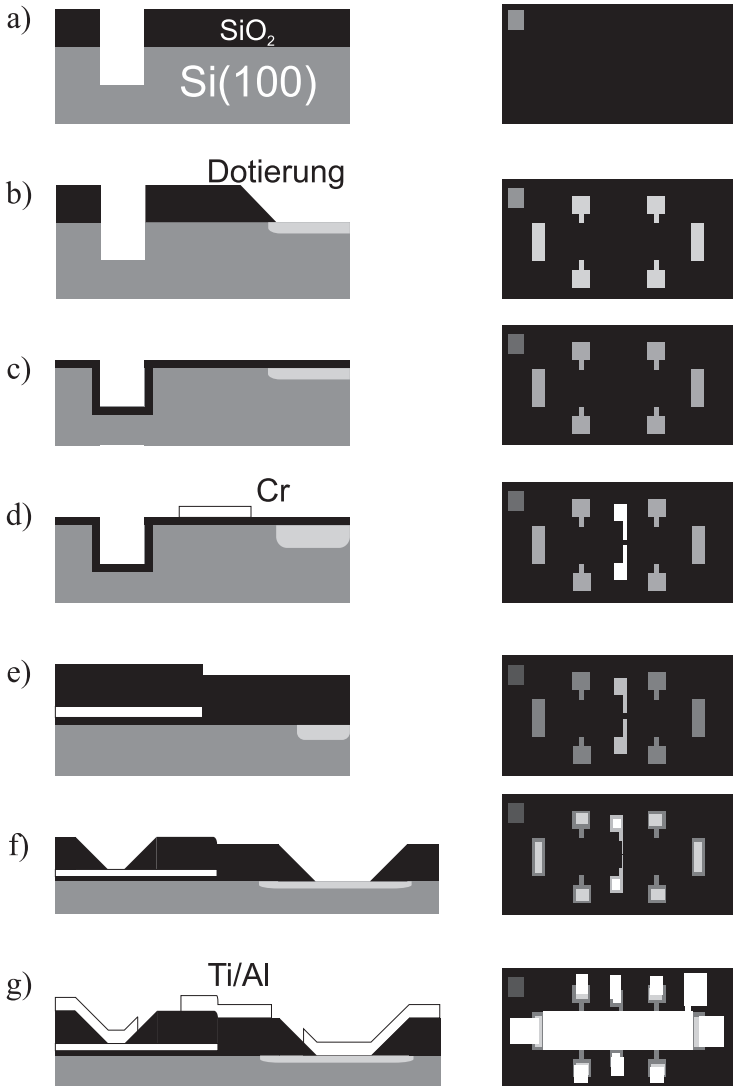


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Prozessschritte für Proben mit optionalen Splitgates aus Chrom in Seitenansicht und Aufsicht.

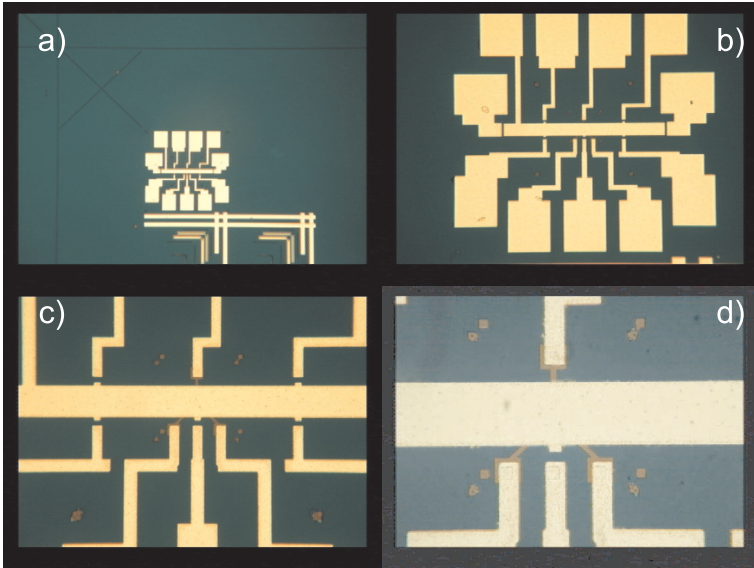


Abbildung 3.9: Optische Mikroskopaufnahme einer fertig prozessierten Probe mit Cr-Splitgates in verschiedenen Vergrößerungen. Die Breite des Hallbars beträgt $50\ \mu\text{m}$. a) Übersicht über die Umgebung einer Einzelprobe nach dem Lift-off. Neben dem eigentlichen Bauelement erkennt man am unteren Rand Alignmentstrukturen. Am linken und oberen Rand sind die für die Elektronenstrahlolithographie zur Orientierung auf der Probe genutzten Begrenzungslinien, um die Matrix aus 25 Einzelproben zu erkennen. b) Einzelprobe c) Ausschnitt aus dem inneren Bereich der Einzelprobe. Man erkennt den Hallbar in der Mitte, links die Leiterbahn zur Topgate-Elektrode, die Leiterbahnen zu den Spannungsabgriffen und die Kontaktierung der Splitgate-Struktur. d) Man erkennt die quadratisch angeordneten belichteten Alignmentmarken für die Elektronenstrahlolithographie und die Chromleiterbahnen von den Kontaktflächen bis auf den Hallbar, wo sich unter dem Topgate ein Splitgate befindet (in diesem Bild nicht sichtbar). Der mittlere Kontakt unten dient dem Spannungsabgriff oder der Erdung, die drei anderen Kontakte der Realisierung von Splitgates. Dabei wurde in dieser Arbeit nur die Anschlussleitung oberhalb und eine unterhalb (bezüglich dieser Abbildung) des Hallbars für ein Splitgate genutzt. Mit der dritten Anschlussleitung könnte für Experimente, die über das Ziel dieser Arbeit hinaus gehen, ein zweites Splitgate in Serie zum ersten realisiert werden [Wal94], [Dix97]. Für solche Experimente wurde auch der mittlere (Erdungs-)Kontakt realisiert.

und die Source-/Drain- und Potentialabgriffkontakte überdeckt (s. Abbildung 3.8e).

7. Verdichtung des PECVD-Oxids durch Temperung bei 700°C auf 69 nm.
8. Dritte optische Lithographie und Strukturübertragung: Das Oxid wird erst trocken- und dann nasschemisch geätzt, um Öffnungen zur Kontaktierung der Splitgates, Potentialabgriffe und Source- bzw. Drainbereiche zu erzeugen (s. Abbildung 3.8f).
9. Vierte optische Lithographie und Strukturübertragung: Auf die geöffneten Kontakte wird Titan und anschließend Aluminium zur Kontaktierung aufgedampft. Ebenso wird in diesem Schritt die Topgate-Elektrode realisiert (s. Abbildung 3.8g).
10. RIE der Rückseite und Metallisierung der Rückseite mit Ti/Al.
11. Lift-off; die Proben in diesem Stadium sind in Abb. 3.9a-d dargestellt.
12. Es werden die einzelnen Hallbar-Proben am 4-Spitzenmessplatz getestet.
13. Es folgt eine Temperung in Formiergas bei 400°C.
14. Erneuter Test am 4-Spitzenmessplatz mit Vorauswahl der besten Einzelproben.
15. Nach dem Aufbringen einer Lackschicht zum Schutz wird die Probe in die 25 einzelnen 3 mm×3 mm kleinen Einzelproben zersägt.
16. Die besten Einzelproben werden gebondet.

3.2.2 PECVD-Siliziumoxid

Am Ellipsometer konnten die Schichtdicken für PECVD-Oxide nicht so genau gemessen werden wie bei thermisch gewachsenen Oxiden. Der Grund hierfür liegt darin, dass bei thermisch gewachsenen Oxiden der Brechungsindex dem Literaturwert entspricht, während er bei den abgechiedenen PECVD-Oxiden stark vom stöchiometrischen Verhältnis von Silizium und Sauerstoff, aber auch von der Menge an eingebautem Stickstoff in der Schicht abhängt. Daher wurden an die bei drei verschiedenen Winkeln gewonnenen Messwerte für PECVD-Schichten gleichzeitig

deren Dicke und der Brechungsindex angepasst, was zu einem größeren Fehler in der Dickenbestimmung führt. Der Brechungsindex lag bei PECVD-Oxiden bei 1,7–1,8 und stieg nach der Temperung bei 700°C auf 1,85–1,95 an. Die Schichtdicke verringerte sich dabei um 10–20 Prozent, das Oxid wurde folglich dichter [Wol86]. Nach Wolf et al. deutet ein hoher Brechungsindex auf ein siliziumreiches Oxid hin, in das während der Abscheidung viel Stickstoff eingebaut wurde. Messungen mit einem multispektralen Ellipsometer bestätigten dies [Fra05].

Um einen Spannungsbereich zu finden, in dem Messungen für längere Zeit möglich sind, ohne dass die Bauelemente durch zu hohe Spannungen zerstört werden, wurde in Experimenten die Durchbruchfeldstärke und der Leckstrom des verwendeten PECVD-Oxids bestimmt. Hierzu wurde von einem Wafer mit HF das natürliche Oxid entfernt, Oxid abgeschieden, Kontakte aus Ti/Al aufgedampft und diese mit Nadeln am 4-Spitzenmessplatz kontaktiert (s. Abschnitt 4.3.2). Die Dauer der Abscheidung und folglich die Dicke des Oxids entsprach dabei jener der Splitgate-Proben. Erhöht man nun die Spannung an einem Kontakt, so steigt auch der anfangs sehr kleine Strom durch das Oxid zur geerdeten Rückseite an, bis die maximale Belastbarkeit des Oxids bei einem bestimmten elektrischen Feld erreicht ist und der Strom schlagartig ansteigt: Das Oxid bricht durch. Dabei wird das hohe Isolationsvermögen des Oxids zerstört. In einer weiteren Messung am gleichen Kontakt zeigt sich dies darin, dass schon bei kleinen Spannungen hohe Ströme fließen. Die Spannungen, bei denen Durchbrüche stattfanden, waren bei 70 nm dicken und bei 700°C getemperten Oxiden immer größer als 30 V. Häufig wurden bei Charakterisierungsmessungen gar keine Durchbrüche bis zu Spannungen von 80 V beobachtet. Die Durchbruchspannungen waren unabhängig von der Polarität. Bei einer Messung wurde eine Spannung von 40 V für 16 Stunden an eine bei 700°C getemperte Oxidschicht angelegt und kein Durchbrechen beobachtet. Die Qualitätsverbesserung durch das Tempern zeigt Abb. 3.10. Der Leckstrom ist bis zu sieben Größenordnungen kleiner als beim nicht getemperten Oxid. Beim ungetemperten Oxid ist im Bereich unter 35 V der zu Grunde liegende Transportmechanismus die Poole-Frenkel-Emission [Sze81]. Bei dieser liegen im Oxid Defektzustände vor, über die der Transport der Elektronen erfolgt. Diese werden beim Tempern ausgeheilt, wodurch sich die elektrische Qualität des Oxids verbessert. Somit ist das getemperte PECVD-Oxid für die Isolierung der Splitgates von der Topgate-Elektrode geeignet und nur ein kleiner Leckstrom bei Charakterisierungsmessungen von Splitgate-Bauelementen zu erwarten.

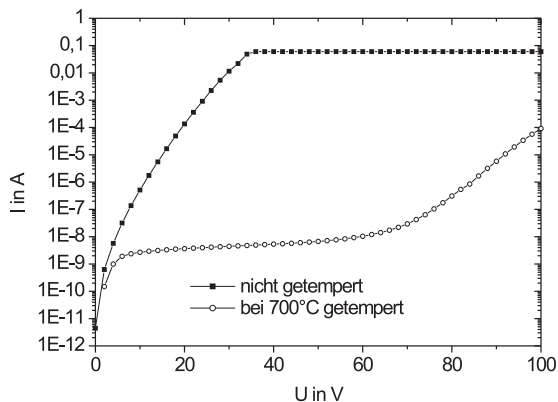


Abbildung 3.10: Leckstrom bei PECVD-Oxid vor und nach dem Tempern bei 700°C für 5 Minuten. Der maximale Strom war bei dieser Messung auf 100mA begrenzt. Durch das Tempern konnte der Leckstrom durch das Oxid stark reduziert werden. Die für die Messung kontaktierte Fläche war $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$.

3.2.3 Elektronenstrahlithographie

Da die mittlere freie Weglänge in Silizium sehr klein ist, war es erforderlich, sehr kleine Splitgates herzustellen. Die Länge des Kanals zwischen den Splitgates soll dabei kürzer sein als die mittlere freie Weglänge der Elektronen im 2DEG, damit ballistischer Transport möglich ist. Eine kurze Kanallänge erreicht man, indem man sehr schmale Splitgates herstellt, die darüber hinaus auch nur einen sehr kleinen Abstand haben. Wären die Elektroden des Splitgates schmal, aber weit voneinander entfernt, könnten zwar viele Moden propagieren, aber beim Schließen des Kontaktes würde sich im Vergleich zu Splitgates mit einem kurzen Abstand ein vergleichsweise langer Kanal durch die elektrostatische Einschnürung ergeben. Da die mittlere freie Weglänge im Bereich der hier untersuchten Kanallänge liegt, wie es aus anderen Arbeiten erwartet wird ([Bee91], [Kra01] und Referenzen darin), ist die Wahrscheinlichkeit für diffusiven Transport in längeren Kanälen sehr viel größer als in kürzeren.

Zur Herstellung von Splitgates wurde ein Rasterelektronenmikroskop verwendet, da die Breite der herzustellenden Strukturen im Bereich von 50 nm liegt. Dies ist sehr viel kleiner als die kleinste mögliche Struktur-

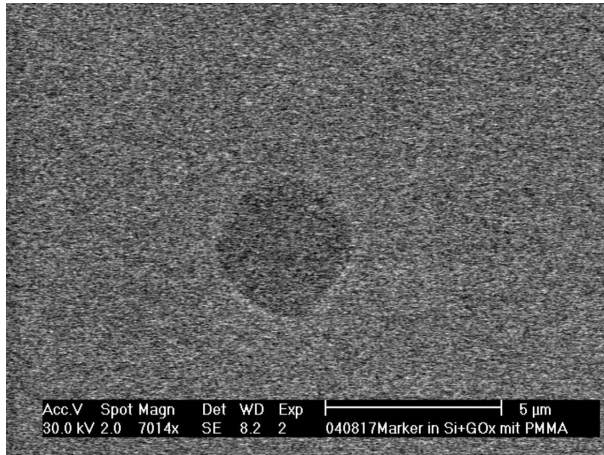


Abbildung 3.11: Es muss sichergestellt sein, dass die Marken für das Alignment bei der Elektronenstrahlolithographie noch nach der Herstellung des Gateoxids und der Belackung mit PMMA sichtbar sind. Die Abbildung zeigt, dass eine Marke nach nur einem Scan sichtbar ist. Die dargestellte Struktur wurde für das Alignment des 125 µm Feldes verwendet.

größe von 1 µm die im Hause mittels optischer Lithographie im Kontaktverfahren erzeugt werden kann. An das Rasterelektronenmikroskop, ein Philips XL 30 FEG mit einer Schottky-Feldemissions-Kathode, ist ein Musterschreiber, der von einem PC gesteuert wird, angeschlossen. Mit dieser Konfiguration kann der Elektronenstrahl gezielt über die Probe bewegt werden, wodurch ein Belichten von elektronenstrahlempfindlichen Lack auf der Probe möglich ist. Der Lack PMMA⁷ besteht aus langkettigen Polymeren, die durch die Energie der Elektronen zerstört werden. Mit einem Entwickler können die Bruchstücke herausgelöst werden. Voraussetzung für reproduzierbar herstellbare Strukturen ist eine hohe Stabilität der Elektronenoptik und der Strahlintensität.

Belichtungsprozedur

1. Zur Vorbereitung der Belichtung wurde die Probe mit einem Diamantritzer am Rand eingeritzt. Die sechs Kerben dienen dabei zum

⁷PMMA = Polymethylmethacrylate

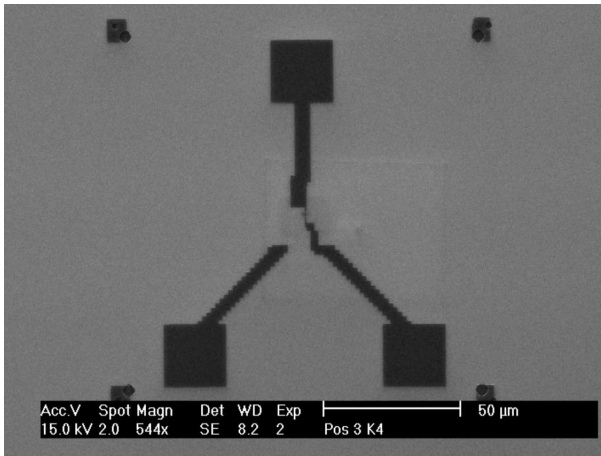


Abbildung 3.12: Die Abbildung zeigt eine Chrom-Splitgate-Struktur (schwarz) auf dem 20 nm dicken Gateoxid (grau). In den Ecken sind die vier innersten Alignment-Marken ($125\ \mu\text{m}$ Abstand) zu erkennen, die beim Alignment ebenfalls belichtet wurden, sodass dort ebenfalls Chrom auf das Oxid aufgedampft wurde. Zu erkennen ist auch ein leichter Versatz der innersten Struktur zum Rest der Struktur, da die innerste Struktur in einem $25\ \mu\text{m}$ Feld belichtet wird, das jedoch nicht ausgerichtet wird.

Fokussieren des Elektronenstrahls: Vier in den Ecken, zwei in der Mitte gegenüberliegender Seiten des Probenstücks.

2. Vor dem Festklemmen auf dem Belichtungs-Probenhalter wurde die Rückseite und der Probenhalter selbst mit einem Tuch gesäubert, damit eine ebene Auflage der Probe gewährleistet ist. Nach dem Festklemmen kann mit Hilfe der Software „Focusmonitor“ durch Fokussieren an den Kerben die Verwindung der Probe kontrolliert werden. Ist diese größer als $10\ \mu\text{m}/\text{mm}$, müssen die Kontaktflächen von Probe und Probenhalter gesäubert werden.
3. An dem in der ersten Strukturübertragung erzeugten Rahmen um die 25 Einzelproben wird die Probe durch Drehung mit einem Schrittmotor parallel zum Schreibfeld ausgerichtet. Nach dem Festlegen des Fokus an drei Kratzern kann mit Hilfe des Programms „Focusmonitor“ innerhalb eines durch diese definierten Dreiecks der Fokus eingestellt werden. Durch die Orientierungsmöglichkeiten,

die die Kreuze und langen Linien der ersten Strukturübertragung liefern, wird mit geblocktem Elektronenstrahl zur Position der ersten Belichtung gefahren und anschließend softwareunterstützt die Probe an den Alignmentmarken der Feldgrößen mit einer Kantenlänge von 1 mm, 375 μm und 125 μm ausgerichtet (s. Abb. 3.11 und Abb. A.1). Die Struktur ist so optimiert, dass mit nur einem Scan die Marke sichtbar ist, damit das Schreibfeld nicht bereits durch das Alignment belichtet wird.

4. Danach wird die innere Struktur, d.h. die Splitgates, im Zentrum des 125 μm Feldes belichtet. Hierzu wird die Vergrößerung des Mikroskops verfünffacht, was ein Schreibfeld von 25 μm Seitenlänge ergibt.
5. Es folgt die Elektronenstrahlbelichtung im 125 μm Feld zur Erzeugung der am Rand dieses Belichtungsfeldes gelegenen Strukturen. Dies sind z.B. die Kontaktflächen, an welche Ti/Al-Leiterbahnen zur Verbindung der Splitgates mit Bondpads anknüpfen. Eine Überlappung von 2 μm mit der inneren Struktur gewährleistet eine sichere Kontaktierung der Splitgates (s. Abb. 3.12).

Auf Grund thermischer Drift wird anfangs, d.h. in den ersten 2-3 Stunden nach dem Einbau, nach etwa fünf belichteten Strukturen der Fokus nachgestellt. Dann bleibt der Fokusabstand konstant. Zwischen den Strukturen werden zusätzlich Dosisreihen (Wedges) für die spätere Kontrolle des Entwicklungsvorgangs belichtet.

Splitgates aus Chrom

Zur Optimierung der aus Chrom im Lift-off-Verfahren hergestellten Splitgates (s. Abb 3.13) hinsichtlich Kantenprofil, Breite und Abstand wurden Belichtungs-dosis, Entwicklungsdauer, Entwicklungstemperatur, Entwicklerkonzentration, Lackart, Lackdicke und Lösungsmittel variiert und verschiedene Doppellackschichtsysteme getestet. Die besten Ergebnisse im Sinne von Reproduzierbarkeit und kleiner Breite der Splitgatestruktur wurden mit PMMA 2041 und anschließender Entwicklung in einer Isopropanol-MIBK⁸-Lösung erzielt. Die exakten Parameter sind im Anhang A.1 zu finden.

Neben der lithographischen Definition der Splitgates wurde die Dicke der Gates so weit reduziert, dass die Cr-Schicht, aus der sie bestehen,

⁸MIBK = Isobuthylmethylketon



Abbildung 3.13: REM-Aufnahme eines Chrom-Splitgates. Der Abstand der Gates beträgt 158 nm, die Breite 52 nm und der Spitzenradius etwa 25 nm.

noch lochfrei ist. Da hierbei der ohmsche Widerstand ansteigt und es wichtig war, herauszufinden, inwieweit nachfolgende Prozesse die elektrische Qualität des aufgedampften Chroms beeinflussen, wurde der spezifische Widerstand für getemperte und nicht getemperte Proben bestimmt. Hierzu wurden Proben mit einer durchgehenden Chromschicht auf einem thermischen Oxid hergestellt. Bei den getemperten Proben war die Chromschicht mit PECVD-Oxid bedeckt, wie dies auch bei den Proben mit Splitgates der Fall ist. Getempert wurden die Proben bei 700°C für 5 Minuten, wie dies für die Verdichtung der PECVD-Oxidschicht nötig ist. Zur Messung des Widerstands der Chromschicht wurde die Oxidschicht mit gepufferter Flußsäure weggeätzt. Es zeigte sich, dass sich nach dem Tempern der Probe der elektrische Widerstand der Chromschicht im Vergleich zur nicht getemperten Probe um 60% verringert hatte. Angesichts einer solchen Veränderung stellt sich die Frage, inwieweit Chrom zur Grenzfläche Silizium-Siliziumoxid diffundieren und sich dort anreichern kann. Dies wurde von Ohsawa et al. untersucht [Ohs84]. Sie beobachteten bei 1100°C eine sehr geringe Diffusion von Chrom, welches sich überdies im Oxid und nicht an der Grenzfläche anreichterte. Daher ist Chrom eine geeignete Wahl für die Splitgates bei den hier hergestellten Bauelementen mit einem Tempersschritt in Höhe von 700°C

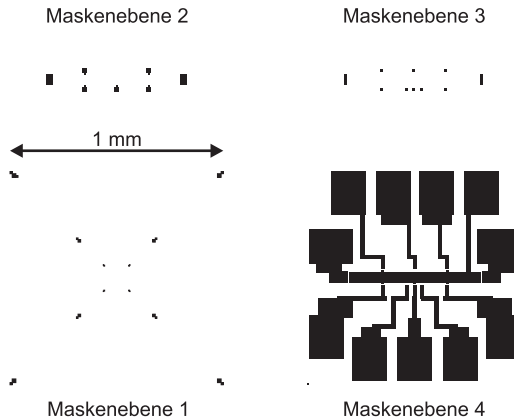


Abbildung 3.14: Maskenebenen für die optische Lithographie für Bauelemente mit Chrom-Splitgates. Maskenebene 1 zeigt die Alignmentmarken für die Elektronenstrahlolithographie, mit Hilfe von Maskenebene 2 werden die Potentialabgriffe zum 2DEG dotiert, Maskenebene 3 dient zum Öffnen der Kontakte und Maskenebene 4 zur Verbindung der Kontakte mit Bondpads bzw. zur Erzeugung der Topgate-Elektrode. Der Elektronenstrahlolithographieschritt für die Herstellung der Splitgates findet nach der Maskenebene 2 der optischen Lithographie statt.

nach dem Aufdampfen des Chroms zum Verdichten der PECVD-Schicht. Da Chrom von HF oder gepufferter Flusssäure nicht geätzt wird [Wil03], ist es überdies als Ätzstopp beim Öffnen der Kontakte zu den Splitgates geeignet.

3.2.4 Probenlayout

Das Layout dieser Proben ist an das der Hallbar-Proben angelehnt. So ist die Größe des Hallbars und die Breite der Potentialabgriffe gleich, die Kontaktierung der Topgate-Elektrode aber nicht mehr in der Mitte, sondern seitlich an einem Ende des Bauelementes, da der Platz in der Mitte des Hallbars für die Nanostrukturen und deren Zuleitungen benötigt wird. In Abb. 3.16 ist die Anordnung der einzelnen Strukturen auf der Chrommaske schematisch dargestellt.

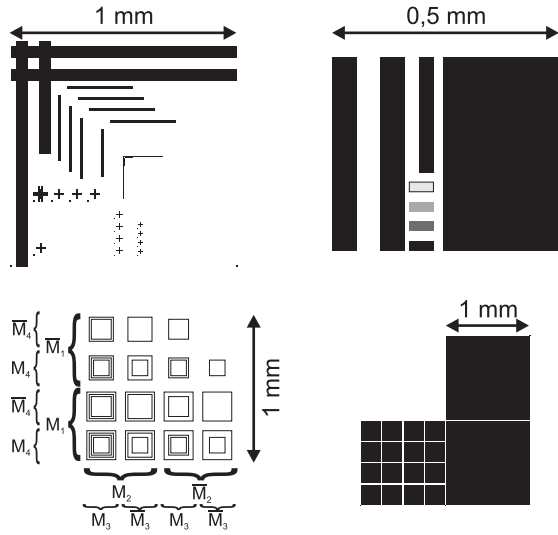


Abbildung 3.15: Teststrukturen für Bauelemente mit Chrom-Splitgates. Links oben: Alignmentstruktur mit langen Linien zur parallelen Probenausrichtung und Kreuzen zur lateralen Ausrichtung immer bzgl. der 1. Ebene. Rechts oben: Struktur für Messungen am Schichtdickenmessgerät. In Abhängigkeit der Maskenebene hatten diese Strukturen zur Unterscheidbarkeit auf der Probe ein bis vier kurze Streifen (in der Abbildung in Grautönen dargestellt). Links unten: Struktur zu Überprüfung der Prozesse untereinander; M_i wird in Maskenebene i belichtet. Rechts unten: Leckstromcharakterisierungsstrukturen.

3.2.5 Teststrukturen

Es wurden neben den Hallbar-Strukturen mit oder ohne eingebetteten Splitgates aus Chrom auch viele Teststrukturen erzeugt, um die Prozessschritte an der prozessierten Probe direkt kontrollieren zu können. Diese werden im Folgenden kurz erläutert:

Alignmentstruktur

Da es sich bei der Herstellung der Hallbar-Proben bewährt hat, zur lateralen Ausrichtung ein bereits strukturiertes kleines Kreuz in ein größeres Kreuz der nächsten Maske einzupassen, wurden neben langer Linien, die nur für die parallele Ausrichtung der Probe eingesetzt wurden (s. Abbil-

dung 3.15), auch viele kleine Kreuze im ersten optischen Lithographieschritt erzeugt, an denen die nachfolgenden Ebenen jeweils auszurichten sind. Diese Kreuze waren in drei verschiedenen Größen vorhanden, um die maximal mögliche Genauigkeit des Alignments zu erreichen. Mit den Linienstrukturen und den Kreuzen ist das Alignment für jede Ebene überprüfbar. Die Möglichkeit, eine Ebene auch an der vorangehenden Ebene auszurichten zu können, wurde ebenfalls realisiert.

Schichtdickenstruktur

Zusätzlich wurden in jedem optischen Lithographieschritt große Felder belichtet, damit mit einem Schichtdickenmessgerät (α -Step) direkt am prozessierten Siliziumstück Messungen von Dicken aufgedampfter Schichten oder von Ätztiefen möglich sind. Damit die einzelnen gleichartig aussehenden Felder bei Messungen unterschieden werden konnten, waren sie mit einer dem optischen Lithographieschritt entsprechenden Anzahl an kleinen Balken gekennzeichnet. In Abbildung 3.15 sind diese in verschiedenen Grautönen dargestellt.

Verträglichkeitsstrukturen

Zur Kontrolle der Verträglichkeit der Prozessschritte untereinander wurden Strukturen belichtet, wie sie in Abb. 3.15 unten links dargestellt sind. Alle 16 Kombinationsmöglichkeiten, ob in einem der vier optischen Lithographieschritte ein Feld belichtet wurde oder nicht, sind hier vorhanden.

Strukturen zur Leckstrombestimmung

Große quadratische Felder wurden in unterschiedlichen Größen im letzten Lithographieschritt erzeugt, um eine Möglichkeit für die Bestimmung von Leckströmen und Durchbruchspannungen zu haben.

3.2.6 Dotierungsabschätzung nach der Oxidation von Gateoxid

Es zeigte sich, dass die von Neu [Neu00] verwendeten Parameter zum Dotieren von Poly-Silizium nicht für die hier herzustellenden Proben mit Splitgates zu verwenden sind, da bei tiefen Temperaturen ($T < 100$ K) die Ladungsträger ausfrieren und so die dotierten Bereiche nichtleitend

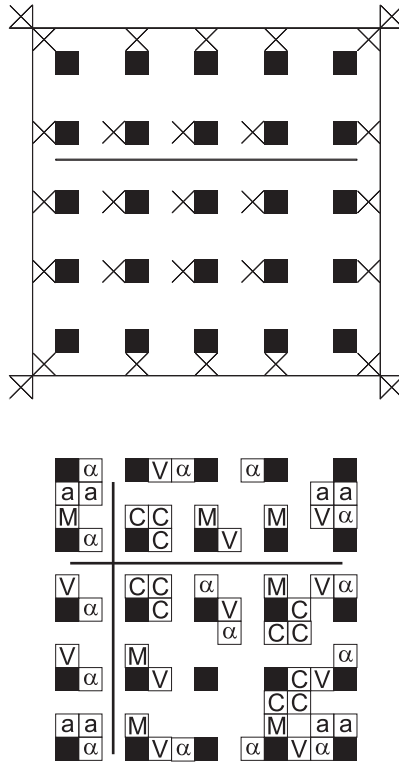


Abbildung 3.16: Layout der Maske zur Herstellung von 25 Hallbars. Oben: An den Positionen der schwarzen Quadrate befinden sich die Hallbar-Strukturen (s. Abb. 3.14). Neben jeder Struktur wird in Maskenebene 1 ein Kreuz gesetzt und die gesamte Struktur von einem Rahmen umgeben, um sich bei der Elektronenstrahlolithographie orientieren zu können. Unten: Positionen der Teststrukturen aus Abbildung 3.15: α =Schichtdickenstruktur, a=Alignmentstruktur, M=Verträglichkeitsstrukturen, C=Strukturen zur Leckstrombestimmung (nur Ebene 4), V=van der Pauw-Struktur (s. Abb. 3.6; Ebene 2-4); Lange Linien als Markierung zum Sägen (Ebene 4).

werden. Ein Grund liegt darin, dass Neu eine nur ca. 50 nm dünne Poly-Siliziumschicht dotierte, die auf einem Siliziumoxid lag, was als Diffusionsbarriere für Phosphor diente. So konnte eine hohe Konzentration an Phosphor in der Poly-Schicht angereichert werden. Hier wird aber einkristallines Silizium dotiert. Ein weiterer Grund liegt in der hohen Temperatur im Oxidationsschritt, der erst nach dem Dotierschritt folgt. Deshalb wurde abgeschätzt, wie lange bei welcher Temperatur dotiert werden muss, um nach einem nachfolgenden Oxidationsschritt noch eine ausreichende Dotierkonzentration zu haben, damit auch bei 1,5 K eine gute Leitfähigkeit vorhanden ist.

Hierzu wurde mit den Lösungen der Diffusionsgleichungen für erschöpfliche und unerschöpfliche Quellen die Dotierkonzentration in einer dünnen Oberflächenschicht abgeschätzt. Die Konzentration muss dabei höher als $3,74 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sein, was zu einem Überlappen der Dotierniveaus mit dem Leitungsbandminimum führt und metallischen Eigenschaften entspricht. Bei der Berechnung des Konzentrationsverlaufs senkrecht zur Oberfläche wurde so vorgegangen, dass zunächst das Profil für eine Temperatur und Dotierdauer im Falle einer unerschöpflichen Quelle (konstante Oberflächenkonzentration des Dotierstoffs) berechnet wurde. Anschließend wurde daraus die gesamte Dotierstoffmenge berechnet und diese als Ausgangsmenge einer erschöpflichen Quelle an der Oberfläche in einer neuen Berechnung verwendet. In beiden Berechnungen wurden nun Zeit und Temperatur so variiert, dass es erstens möglich ist, ein Gateoxid ausreichender Dicke zu wachsen, und dass zweitens die Dotierkonzentration hoch genug ist, um bei 1,5 K gut leitende Dotierbereiche zu haben. Mit einer Dotierdauer von zwei Stunden bei 950°C und einem Oxidationsschritt, bei dem die Probe für 50 Minuten 900°C ausgesetzt ist, konnten die Ziele erreicht werden.

Kapitel 4

Messaufbau

4.1 Badkryostat

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Tieftemperatur-Magnetsystem der Firma Oxford Instruments verwendet. Eine schematische Darstellung dieses Systems zeigt Abbildung 4.1. Die Hauptkomponenten dieses ^4He -Badkryostaten sind ein Einsatz zur variablen Regelung der Proben temperatur (VTI¹) und ein supraleitender Magnet. Die zu untersuchende Probe wird auf einen Probenhalter aufgesteckt, welcher in das Kryostat-system von oben senkrecht in den Probenraum des VTI eingeführt wird. Der Probenraum ist durch die innere Vakuumkammer (IVC²) vom Heliumbad thermisch isoliert. Zur Umgebung wird das Heliumbad durch eine äußere Vakuumkammer (OVC³) isoliert.

Beim Evakuieren ist darauf zu achten, dass ein Wellbalg verwendet wird, mit dem noch nie Helium abgepumpt wurde. Sollte Helium in das OVC gelangen, ist es nur sehr schwer wieder aus der Superisolation abzupumpen. Da Helium als einziges Gas beim Betrieb des Kryostaten nicht ausfriert, würde ein Heliumrest im OVC zu einem verstärkten Wärmetransport zwischen Umgebung und Heliumbad führen, was zu einem starken He-Verbrauch und damit zu einer kurzen Standzeit führen würde. Durch Abpumpen des Heliumbades über den Lambda-Port kann die Temperatur des He-Bades auf $<2,2$ Kelvin gesenkt werden, wodurch der Magnet bis 10 Tesla betrieben werden kann. Bei 4,2 Kelvin sind nur 8 Tesla er-

¹VTI = variable temperature insert

²IVC = inner vacuum chamber

³OVC = outer vacuum chamber

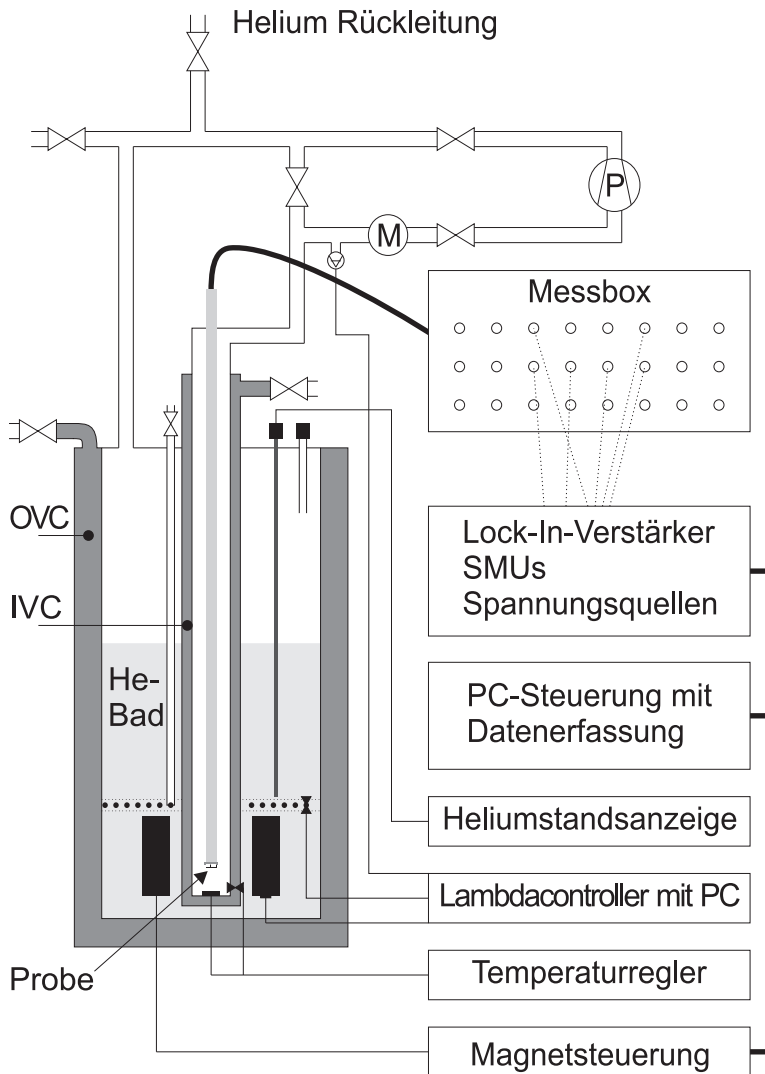


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des ^4He -Badkryostaten.

reichbar. Dazu wird über den so genannten Lambda-Port Helium durch eine sich über dem Magneten befindende Kühlschlange abgepumpt. Die Heliummenge und damit die Kühlleistung wird dabei über ein Nadelventil geregelt. Die Temperatur des Magneten wird durch einen Sensor ebenfalls überwacht. Das Abkühlen des Heliums unterhalb der Kühlschlange im Heliumbad kann mit der Lambda-Controller-Einheit von Oxford Instruments gesteuert werden.

Die Temperatur im Probenraum des VTI wird wie folgt geregelt: Die Menge des in den Probenraum einströmenden Heliums wird zunächst durch ein Nadelventil geregelt. Da der Zufluss des Heliums in den Probenraum von der Füllstandshöhe im Bad des Kryostaten abhängt, muss zur besseren Kontrollierbarkeit der Druck im Probenraum durch Abpumpen über einen Bypass gesenkt werden. Über den Bypass pumpt eine heliumdichte und mit entsprechenden Filtern für ölfreies Heliumgas ausgestattete Pumpe das Heliumgas in die Heliumrückleitung. Die Höhe des Drucks im Probenraum wird primär nicht durch die Stärke der Pumpleistung festgelegt, sondern mit einem Membrandruckregler gesteuert. Der am Membrandruckregler eingestellte Druck wird von ihm auch über einen Zeitraum von einigen Tagen gehalten, so dass bei längeren Messungen (im Bereich von bis zu einem Tag) Veränderungen an den Messsignalen auf Veränderungen der untersuchten Probe zurückgeführt werden müssen. Die Überwachung des Drucks im Probenraum erfolgt über einen außen im Bypasssystem noch vor der Heliumpumpe vorhandenen Sensor, der ein auf Helium kalibriertes Manometer umfasst.

Ein Temperatursensor neben der Probe am Boden des Probenraums ist ebenso wie der Motor zum Steuern des Nadelventils (zwischen Heliumbad und Probenraum) und einem Heizelement mit der Temperatursteuerung (ITC⁴) verbunden, womit Proben Temperaturen von 1,5-200 Kelvin eingestellt werden können.

Die Ansteuerung des Magneten erfolgt über einen Rechner, kann aber auch an der Magnetsteuerung manuell vorgenommen werden. Um die Magnettemperatur und den Druck im Probenraum zu beobachten, wurde der von H. Fresser in seiner Doktorarbeit genutzte Rechner verwendet [Fre00]. Dieser Rechner diente neben der Überwachung dieser Werte noch zur Steuerung des Nadelventils des Lambda-Ports. Für die automatisierten Messungen wurde nur der erstgenannte, neuere Rechner herangezogen.

Der Probenwechsel kann durch das Prinzip des VTI relativ schnell durchgeführt werden: Es wird nur der Probenraum aufgewärmt und nicht der

⁴ITC = intelligent temperature controller

gesamte Kryostat. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Temperatur des Probenraums möglichst über 273 Kelvin liegt, damit eventuell beim Einführen des Probenhalters ins VTI mit hinein geführte Luft nicht auskondensiert oder gefriert, was (gerade bei H_2O) zu einer Blockade des Helium-Nadelventils führen kann. Eine weitere Maßnahme, dies zu vermeiden, ist ein leichter He-Fluss aus der He-Rückleitung. Dabei strömt das Helium knapp unterhalb der Öffnung des VTI zum Außenraum in den Probenraum, wodurch dem Probenhalter beim Einführen He-Gas leicht entgegen bläst und so das Einschleppen von Laborluft in den Probenraum verhindert. Auf Grund der Erfahrungen von M. Skender [Ske01] wird der Probenhalter und vor allem die eingesteckte Probe mit einem Haartrockner erwärmt, um adsorbiertes Wasser, das beim Abkühlen im Kryostat ausfriert und zu Kurzschlüssen führen kann, zu entfernen.

4.2 Entmischungskryostat

Zur Charakterisierung des elektrischen Transports durch die hergestellten Nanostrukturen wurden Messungen im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten durchgeführt. Flüssiges Helium hat bei einem Druck von einer Atmosphäre einen Siedepunkt von 4,2 K. Niedrigere Temperaturen des Heliums kann man dadurch erreichen, indem man den Druck durch Abpumpen senkt. Die tiefste so erreichbare Temperatur beträgt 1,2 K.

Ein weiteres Abkühlen ist möglich, wenn man sich die Tatsache zunutze macht, dass sich ein Gemisch aus ^3He und ^4He unterhalb von 700 mK in zwei Phasen unterschiedlicher ^3He -Konzentration separiert. An der Phase mit einem geringeren ^3He -Anteil kann gepumpt werden, wodurch hauptsächlich ^3He wegen des höheren Dampfdrucks entzogen wird. Das entzogene ^3He wird aus der ^3He -reicheren Phase ersetzt. Die hierzu notwendige Energie wird der Umgebung entzogen, wodurch das Helium weiter abkühlt. Beim verwendeten Entmischungskryostaten konnte so die Kammer auf eine Temperatur von 77 mK abgekühlt werden.

Neben der Möglichkeit, die Temperatur für mehrere Tage bei 100 mK zu halten, ist der Kryostat auch mit einem supraleitenden Magneten von Oxford Instruments ausgestattet. Daher sind auch Messungen bei Magnetfeldern bis 7 T möglich [Jau06].

4.3 Messelektronik und Datenerfassung

4.3.1 Messgeräte

Für erste Charakterisierungen der Proben wurden zwei „SMU 235“ Messgeräte von Keithley⁵ verwendet. Diese bieten die Möglichkeit, sehr leicht manuell Ströme oder Spannungen an der Probe anzulegen und zugehörige Spannungen bzw. Ströme (auch in 4-Punkt-Geometrie) zu messen. Daneben ist die Auflösung und Empfindlichkeit sehr groß [Kei], so dass diese Geräte primär dazu verwendet wurden, Spannungen an Elektroden der Probe anzulegen und die Leckströme (im Bereich $<0,1$ nA) zu überwachen. Über die GPIB-Schnittstelle können diese Geräte mittels eines Rechners gesteuert werden.

Des Weiteren wurden auch ein Lock-in-Verstärker „SR 830“ von Stanford Research und „EG&G 7260“ von EG&G verwendet. Letzterer wurde bei den Messungen an Proben mit Splitgates eingesetzt. Die Anregungsspannung, die der Lock-in-Verstärker zum Einprägen eines Wechselstroms im Bauelement lieferte, war eine Wechselfrequenz mit 1 V Amplitude und einer Frequenz von 27,182 Hz. An einem Vorwiderstand, der deutlich größer als der Probenwiderstand sein sollte, fällt die Spannung ab, wodurch sich ein Probenstrom von $1 \mu\text{A}$ bis 10 nA (je nach Vorwiderstand) ergibt.

Außerdem wurde für Messungen, bei denen das Chrom-Splitgate asymmetrisch (d.h. an den beiden Elektroden lag eine unterschiedliche Spannung an, um den leitfähigen Kanal im 2DEG zu verschieben) geschlossen wurde, eine „Keithley 213 Quad Voltage Source“ Spannungsquelle verwendet. Diese hat 4 Digital-Analog-Converter und kann damit an ihren Ausgängen 4 verschiedene Spannungen anlegen. Der Nachteil dieses Gerätes besteht darin, dass es keine interne Anzeige oder manuelle Steuerung für die momentan an den Ausgängen anliegenden Spannungen gibt. Um die aktuellen Spannungswerte zu bestimmen, lassen sich mit einem Programm von Chr. Höppler die Spannungen auslesen [Höp04]. Darüber hinaus existiert die Möglichkeit, mit einem Multimeter die Spannungen zu bestimmen. Die Möglichkeit, diese Spannungswerte zu ändern, besteht nur über die Messsoftware. Ein weiterer Nachteil liegt darin, dass dieses Gerät keine Ströme misst und deshalb nur dann eingesetzt werden kann, wenn sichergestellt ist, dass die zu kontaktierenden Gates isoliert sind und nur kleine Leckströme fließen. Der Vorteil dieses Gerätes sind aber die stabil und präzise ausgegebenen Spannungen.

⁵SMU = source measurement unit

4.3.2 Kontaktierung der Probe

Zum Durchführen von Messungen wurden die Messgeräte mit den Kontakten der Probe verbunden. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden.

Untersuchungen am Kryostaten

Wurde eine gebondete Probe vermessen, so fand dies mit dem Probenhalter des Kryostaten statt. Dabei ist es egal, ob er sich schon im oder noch außerhalb des VTI befand. In jedem Falle führen Leitungen von jedem der 18 Pins des Sockels, in dem die Probe im Probenhalter steckt, zum oberen Ende des Probenhalters, von wo aus ein abgeschirmtes 24-adriges Kabel zur Messbox führt, an der die von den Messgeräten herangeführten Koaxialkabel eingesteckt werden können. Dadurch erreicht man eine hohe Abschirmung von Störsignalen und eine sehr einfache und variable Kontaktierung des zu vermessenden Bauelementes.

Untersuchungen am 4-Spitzen-Messplatz

Eine erste elektrische Charakterisierung der Probe fand nach dem letzten Lift-off-Schritt statt. Zu diesem Zeitpunkt ist die Probe noch nicht in 25 Einzelproben zersägt. In diesem Stadium kann sie nur am 4-Spitzen-Messplatz untersucht werden. Dazu werden Metallspitzen auf die Kontakte der Probe abgesenkt. Der Nachteil hierbei ist, dass neben einer Verschmutzung der Spitzen auch ein oberflächlich vorhandenes Aluminiumoxid auf den Probenkontakten zu einem Kontaktwiderstand beiträgt. Ebenfalls können durch die nicht abgeschirmten Metallspitzen sehr leicht Störsignale eingekoppelt werden. Auch der Anpressdruck der Nadeln auf die Bondpads beeinflusst die Güte der Kontakte zur Probe. Nach außen werden Leitungen von den Metallspitzen zu einer Steckleiste geführt, an der die Messgeräte mit Koaxialstecker direkt angeschlossen werden.

4.3.3 Datenerfassung

Die Steuerung der Messgeräte und das Auslesen der Messwerte werden digital mit einem Rechner mit Linux als Betriebssystem vorgenommen. Verbunden sind Rechner und Messgeräte über den GPIB-Bus (IEEE 488) mit entsprechenden Kabeln. Der Magnet ist mit dem Messrechner über die serielle Schnittstelle RS232 verbunden. Der Lambda-Controller und der ITC sind mit einem Rechner mit Windows95 als Betriebssystem über die serielle Schnittstelle verbunden. Gesteuert werden sie mit Labview.

Messungen lassen sich als eine Abbildung M aus dem Parameterraum der angelegten Größen X in den Raum der Messgrößen Y abstrahieren:

$$M : X \rightarrow Y.$$

Eine sehr einfache Messung wäre z.B. die Bestimmung eines Widerstandes, indem eine Spannung ($U \in X$) angelegt und der Strom ($I \in Y$) gemessen wird. Dabei sind sowohl X als auch Y eindimensional. Im allgemeinen Fall sind X und Y mehrdimensionale Räume. Eine Messung legt nun einen Pfad aus N Messpunkten im Parameterraum X fest und ordnet jedem einen Messwert in Y zu. Die verwendete Messsoftware wurde ursprünglich von Dr. Ulf Wilhelm am MPI Stuttgart entwickelt und 2004 von Christian Höppler nochmals komplett überarbeitet [Höp04]. Das gesamte Softwarepaket umfasst neben einer Gerätebibliothek zur Ansteuerung der Messgeräte auch das Messprogramm „measkern“ mit dem sehr leicht Pfade in X realisiert werden können. Ein Austausch oder Hinzunehmen von Messgeräten zu einer Messung macht für den Nutzer nur sehr wenige Änderungen an der für eine Messung auszuführenden Messdatei notwendig, sodass die für den Forschungsalltag im Labor notwendige Flexibilität, gegeben ist. Für jede Messung wird automatisch die aktuell ausgeführte Messdatei archiviert, so dass sich zu einem späteren Zeitpunkt der Ablauf der Messung genau nachvollziehen lässt. Als Betriebssystem wurde Linux verwendet, da es sich als sehr stabil erwiesen hat und somit auch sehr lange Messungen ermöglichen kann. Des Weiteren ist eine externe Administration durch die Netzwerkfähigkeit sehr leicht möglich, was eine ständige Aktualisierung der Software ermöglicht.

4.3.4 Messprinzip

Insgesamt sind bei Messungen an Hallbar-Proben vier Messkonfigurationen zu unterscheiden. Diese sind in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Abb. 4.2a zeigt die Messanordnung zum Vermessen des Leitwertes bei einem Punktkontakt. Er wird in der Abbildung als „symmetrischer Punktkontakt“ bezeichnet, da an beiden Elektroden des Splitgates immer die gleiche Spannung anliegt. Dem gegenüber steht der „asymmetrische Punktkontakt“ (Abb. 4.2b), bei dem an den Elektroden des Splitgates unterschiedliche Spannungen angelegt werden können. Hierdurch ist es möglich den Kanal im 2DEG zu verschieben.

In Abb. 4.2c ist die Verschaltung der Probe bei Messungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen dargestellt. Die Spannung wird dabei zwischen den Potentialabgriffen auf einer Seite gemessen. Bei Quanten-Hall-Messungen

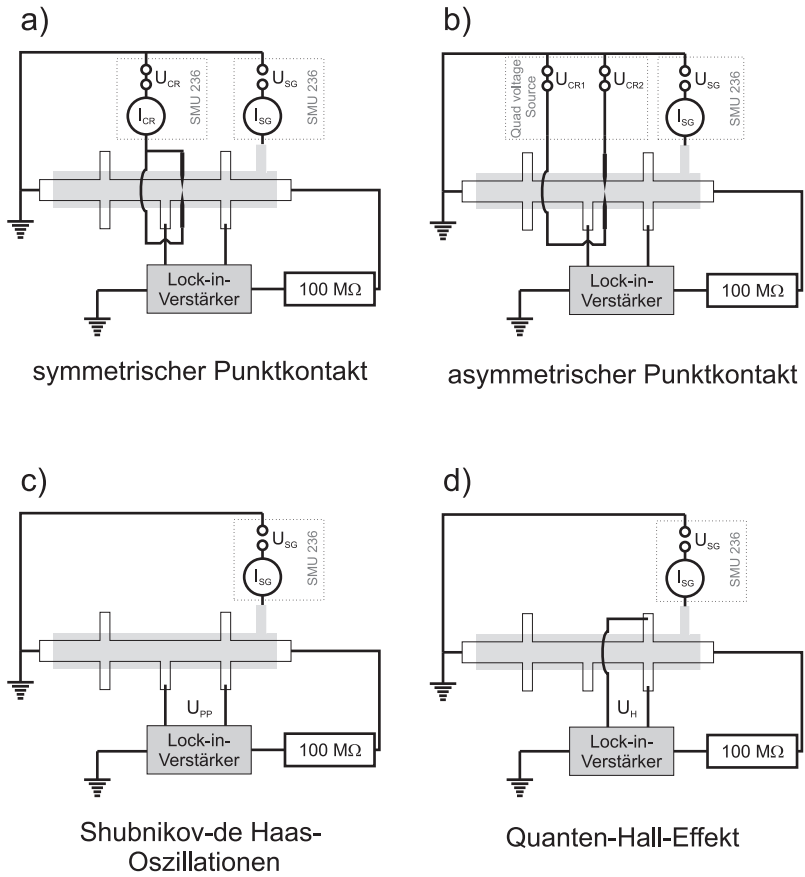


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der verschiedenen Messkonfigurationen. a) symmetrischer Punktkontakt: an beiden Elektroden des Splitgates wird die gleiche Spannung angelegt; b) asymmetrischer Punktkontakt: an beiden Elektroden des Splitgates kann eine unterschiedliche Spannung angelegt werden; c) Bei Messung von Shubnikov-de Haas-Oszillationen wird die Spannung zwischen Potentialabgriffen einer Seite des Hallbars gemessen; d) Zur Messung des Quanten-Hall-Effekts wird die Spannung zwischen gegenüberliegenden Potentialabgriffen gemessen.

wird die Spannung zwischen zwei gegenüberliegenden Potentialabgriffen gemessen (Abb. 4.2d).

4.4 Auswertung

Die bei der Messung entstehende Messdatendatei liegt als Textdatei im ASCII-Format vor. Eine weitere Verarbeitung der Daten mit anderen Programmen ist daher möglich. Zur ersten Analyse der Daten noch während der Messung wurde die freie Software „gnuplot“ unter Linux verwendet. Der Vorteil der leichten Verfügbarkeit und einfacher Darstellung noch laufender Messungen wurde durch das Fehlen von zur Analyse notwendigen Werkzeugen aufgehoben. Daher wurde zur eingehenderen Auswertung Origin in der Version 6.1 von Microcal verwendet, aber auch die Tabellenkalkulation Excel von Microsoft wurde eingesetzt.

Kapitel 5

Experimente mit Hallbar-Proben

In diesem Kapitel werden Messungen an Hallbar-Proben vorgestellt und diskutiert. Diese Proben haben die Kontaktierung der Gateelektrode in der Mitte des Hallbars, was zu einer Asymmetrie zwischen den beiden Seiten führt. Besonders bei den Proben ohne Feldoxid ist eine Asymmetrie des 2DEGs gegeben, da bei diesen auch unter dem Bondpad der Gateelektrode eine Inversionsschicht mit gleicher Elektronendichte wie beim Hallbar gebildet wird (vgl. Abb. 3.1). Daher wurden die Messungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen an der dem Anschluss der Gateelektrode gegenüberliegenden Seite durchgeführt.

Da das hergestellte Bauelement nicht nur ein Hallbar mit Spannungsabgriffen, sondern auch einen, im Vergleich zu heutiger Mikrotechnologie großen, MOS-Feldeffekttransistor darstellt, kann es im Hinblick auf MOSFET-Eigenschaften charakterisiert werden. Hierzu wurde nach Abbildung 4.2 an die Topgate-Elektrode eine Spannung angelegt und der Strom in Abhängigkeit von der zwischen den Enden des Hallbars angelegten Spannung gemessen. Abbildung 5.1 zeigt eine gemessene Ausgangskennlinie und das Ergebnis einer Simulation mit Minimos, einem Programm der TU Wien [Ins03]. Qualitativ ergibt sich für die Messkurve der gleiche Verlauf wie bei der Simulation und zeigt damit die aus Gleichung 2.7 erwartete Abhängigkeit des Stroms von U_{SD} . Dies belegt, dass die Bauelemente als MOSFET funktionieren und für weitere Charakterisierungen im Hinblick auf Quanten-Hall-Eigenschaften geeignet sind. Darüber hinaus bestätigt die Messung die Modellannahmen, u.a. den li-

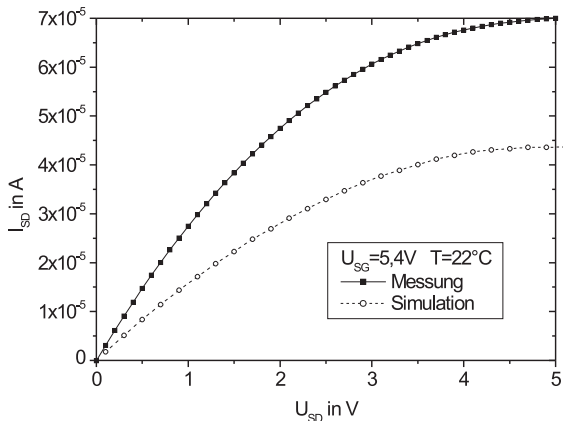


Abbildung 5.1: Vergleich von Messung und Simulation für eine Ausgangskennlinie einer Hallbar-Probe.

nearen Zusammenhang aus Gleichung 2.5 zwischen Ladung und damit Elektronendichte in der Inversionsschicht und der Gatespannung. Der Unterschied von etwa $27 \mu A$ in den Sättigungsströmen, die bei $U_{SD} = 5$ V fast erreicht sind, lässt sich durch eine Abweichung der tatsächlichen Dotierkonzentration von der simulierten Konzentration erklären. Offenbar waren die Source- und Drain-Bereiche stärker dotiert, was zu einem kleineren Widerstand jener Bereiche und damit letztlich zu einem höheren maximalen Stromfluss führte. Eine Ursache für den Unterschied in den Dotierkonzentrationen liegt darin, dass die Temperatur der Probe während des Aufheizens und Abkühlens im Dotierprozess nicht bekannt ist und deshalb auch nicht in der Simulation berücksichtigt werden kann.

5.1 Proben ohne Feldoxid

In diesem Abschnitt, in dem Hallbars ohne Feldoxid untersucht werden, sind zwei Probenarten zu unterscheiden: Proben, bei denen ein extern hergestelltes thermisches Oxid als Gateoxid dient und Proben, bei denen das Gateoxid selbst hergestellt wurde.

An Proben mit einem 50 nm dicken, extern am IMS in Stuttgart hergestellten Gateoxid wurden Hall-Messungen durchgeführt. Da es experimentell einfacher ist, die Gatespannung zu verändern als das Magnet-

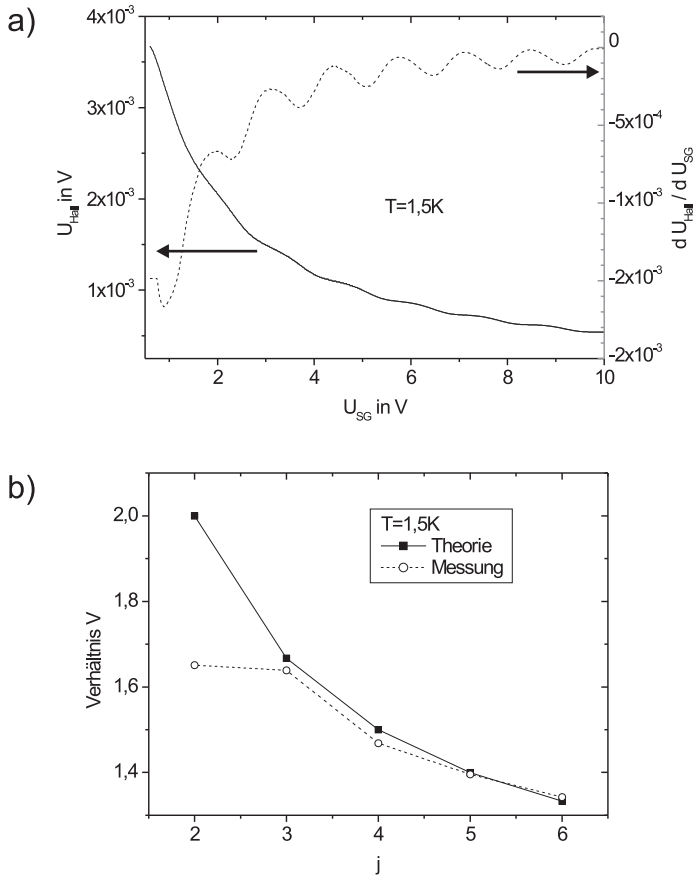


Abbildung 5.2: a) Quanten-Hall-Messung an einer Probe mit extern hergestelltem Oxid und erster Ableitung der Messkurve. b) An den Positionen der Maxima der Ableitung wurde die Hall-Spannung bestimmt. Die Verhältnisse der Abstände der Hall-Spannungen sind zusammen mit den theoretischen Verhältnissen der Niveauabstände aufgetragen.

feld (maximale Änderungsrate ist 1 T/min), wurde die Hall-Spannung gemessen, während die Gatespannung, d.h. die Elektronendichte, verändert wurde. Das Magnetfeld war konstant bei $B=8$ T. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.2a. Die Messkurve folgt dem aus Gleichung 2.36 erwarteten Verlauf, ist aber durch Schultern leicht modifiziert. Deutlicher sichtbar sind die Schultern, wenn die Ableitung der Messkurve betrachtet wird. Die Ursache für diese Schultern ist der Quanten-Hall-Effekt. Um dies zu bestätigen, wurde die Hall-Spannung an den Positionen bestimmt, an denen die Ableitung betragsmäßig die geringste Steigung aufweist. Dies sind in Abbildung 5.2a die lokalen Maxima der gestrichelt dargestellten ersten Ableitung der Messkurve. Es wird angenommen, dass diese Maxima den Hall-Plateaus beim Quanten-Hall-Effekt entsprechen, wobei die Spin- und Talentartung noch nicht aufgehoben ist. Die Hall-Spannungen bzw. Hallwiderstände wurden nach Gleichung 5.1 zueinander in Beziehung gesetzt:

$$V = \frac{R_H(j) - R_H(j+1)}{R_H(j+1) - R_H(j+2)}. \quad (5.1)$$

Durch diese Definition wird ein möglicherweise vorhandener konstanter parasitärer Widerstand, aber auch ein durch einen möglichen Leckstrom veränderter Probenstrom, der zu einer Skalierung der Spannung führt (s. Gleichung 2.37), eliminiert. Den theoretisch zu erwartenden Wert des Quotienten für die Abstände benachbarter Hall-Plateaus erhält man, wenn man den Ausdruck für R_H aus Gleichung 2.38 in Gleichung 5.1 einsetzt:

$$V_{Theorie}(j) = \frac{j+2}{j}. \quad (5.2)$$

Abbildung 5.2b stellt die experimentellen und theoretischen Verhältnisse dar, die für $3 \leq j \leq 6$ sehr gut übereinstimmen und die Schultern klar auf den Quanten-Hall-Effekt zurückführen. Der Grund für die Abweichung bei $j=2$ ist ein nicht mehr gut definiertes 2DEG bei $U_{SG} < 2$ V, was zu einer Abweichung von der erwarteten Hall-Spannung führt.

Im Vergleich zu diesen Messungen werden nun die Messungen an Hallbar-Proben vorgestellt, die kein Feldoxid und ein selbst im Hause hergestelltes Gateoxid hatten.

Um abzuklären, inwieweit das Gateoxid auch selbst hergestellt werden kann, wurden Proben mit einer vergleichbaren Gateoxiddicke prozessiert und an diesen Messungen durchgeführt. Abbildung 5.3 zeigt die Messung der Hall-Spannung in Abhängigkeit von U_{SG} bei $B=8$ T mit der zugehörigen Ableitung. Beim Vergleich mit der Messung an einer Probe mit extern hergestelltem Gateoxid (s. Abb. 5.2) zeigt sich, dass wiederum

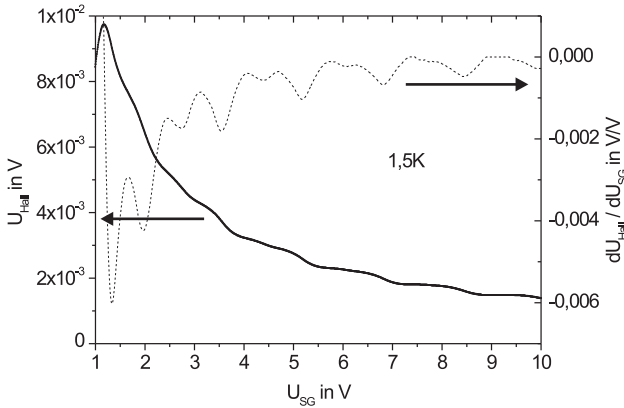


Abbildung 5.3: Quanten-Hall-Messung in Abhängigkeit von U_{SG} ($B=8T$) an Probe ohne Feldoxid und mit selbst hergestelltem Gateoxid mit Ableitung der Messkurve.

der Abfall der Hall-Spannung nach Gleichung 2.36 zu beobachten ist und auch hier in diesem Verlauf Schultern auftreten, die, wie bei der in Abbildung 5.2 dargestellten Messung, wieder auf den Quanten-Hall-Effekt zurückgeführt werden können. Beim Vergleich der beiden Ableitungen fällt jedoch auf, dass an den Stellen, an denen in Abbildung 5.2 allenfalls asymmetrische Peaks zu beobachten waren, hier nun Doppelpeaks auftreten, die bei $U_{SG} > 7V$ in einen Peak mit Schulter übergehen. Auch nimmt der Abstand der Doppelpeaks mit steigender Spannung ab. Dies zeigt, dass auf Grund der besseren Qualität dieser Probe im Vergleich zu jenen mit dem extern hergestellten Gateoxid bei dieser Probe die Spinaufspaltung bei hohen Magnetfeldern beobachtbar ist.

Bei der Messung der Längsspannung U_{pp} in Abhängigkeit vom Magnetfeld werden Shubnikov-de Haas-Oszillationen beobachtet (s. Abb. 5.4). Dies belegt, dass Landau-Niveaus mit steigendem Magnetfeld sukzessive geleert werden. Bei der dargestellten Messung war $U_{SG}=8V$. Zur Berechnung, wie viele Landau-Niveaus bei welchem Magnetfeld gefüllt sind, wurde zunächst für mehrere aufeinander folgende Maxima der Oszillationen das jeweils zugehörige Magnetfeld aus der Messung bestimmt. Bei der hier diskutierten Messkurve wären dies die Magnetfelder 6,75 T, 5,85 T, 5,18 T 4,64 T, 4,2 T, Mit Gleichung 2.29 und nach Einsetzen des Ergebnisses in Gleichung 2.27 lässt sich eine mittlere Elektro-

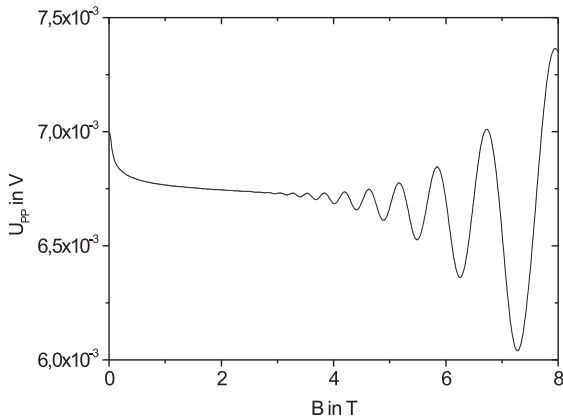


Abbildung 5.4: Shubnikov-de Haas-Messung in Abhängigkeit von B ($U_{SG}=8\text{ V}$) bei $1,5\text{ K}$ von Probe wie in Abb.5.3.

endichte n von $4,3 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2}$ bestimmen. Diese und N (bestimmt für die jeweiligen Maxima mit Gleichung 2.22) in Gleichung 2.23 eingesetzt, führt zur Zahl der besetzten Landau-Niveaus beim in Gleichung 2.22 eingesetzten Magnetfeld B . Demnach sind beispielsweise bei $B=7,27\text{ T}$ nur noch genau 6 Landau-Niveaus gefüllt. Der berechnete Wert für die Elektronendichte ist im Vergleich zu anderen Arbeiten, die sich mit zweidimensionalen Elektronengasen befassen, hoch. Allgemein wurde in dieser Arbeit eine niedrigere Elektronendichte angestrebt, da hierdurch weniger Landau-Niveaus besetzt und bei späterer Integration von Splitgates spinpolarisierte Elektronenzustände leichter zugänglich sind.

Mit dem oben bestimmten Wert für die Elektronendichte wird mit Gleichung 2.30 eine Beweglichkeit der Elektronen von $1300 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ errechnet. Dabei wird davon ausgegangen, dass bei $B=2,66\text{ T}$ die Shubnikov-de Haas-Oszillationen einsetzen und U_{pp} hier dem Wert für $B=0\text{ T}$ in Höhe von $6,7\text{ mV}$ entspricht, wenn keine schwache Lokalisierung beobachtbar wäre. Die Beweglichkeit der Elektronen ist bei dieser Probe im unteren Drittel der in der Literatur von vielen Gruppen berichteten Werte ([Nak95], [Goo85], [Hah84], [Bag92]). Kravchenko et al. und assoziierte Autoren berichten vornehmlich von Beweglichkeiten im Bereich von $10000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} - 45000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [Kra99]. Aus der oben bestimmten Spannung errechnet sich bei einem Probenstrom von $1\ \mu\text{A}$ ein Widerstand von $6700\ \Omega$. Unter Berücksichtigung der Abstände der Potentialabgriffe

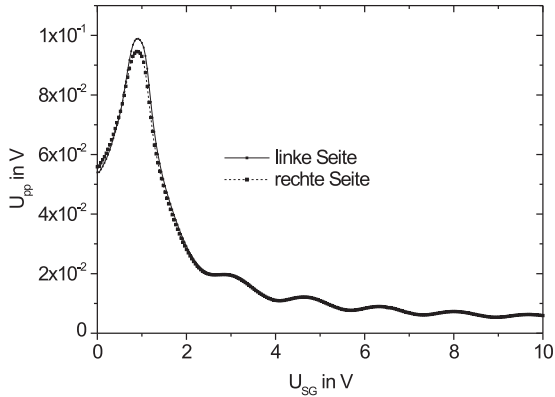


Abbildung 5.5: Shubnikov-de Haas-Oszillationen in Abhängigkeit von U_{SG} bei $B=8\text{ T}$ und $1,5\text{ K}$ bei einer Probe mit selbst hergestelltem thermischen Oxid. Zwischen den Spannungsabgriffen auf der rechten Seite befindet sich der Kontakt zur Gate Elektrode.

($300\ \mu\text{m}$) und der Hallbarbreite ($50\ \mu\text{m}$) ergibt sich für den Flächenwiderstand ca. $1100\ \Omega$.

In Abbildung 5.5 sind zwei Messungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen dargestellt. Dabei wurde bei $B=8\text{ T}$ die Inversionsspannung U_{SG} variiert und die Längsspannung U_{pp} bei einer Messung auf der einen, bei der anderen Messung auf der gegenüberliegenden Seite des Hallbars entlang der Stromrichtung abgegriffen. Obwohl sich auf einer Seite das 2DEG nicht nur unter dem Hallbar, sondern auch noch bis unter das Bondpad ausdehnt, ist zwischen beiden Kurven nur ein kleiner Unterschied feststellbar. Dies zeigt, dass, obwohl der Hallbar mit einer Ausdehnung von $50\ \mu\text{m} \times 600\ \mu\text{m}$ sehr groß ist, bei der Prozessierung der Proben ein sehr homogenes Bauelement im Hinblick auf Oxiddicke und Verunreinigungen entsteht. Es wurden daher bei weiteren Untersuchungen von Proben die Spannungsabgriffe für Shubnikov-de Haas Messungen nur auf einer Seite verwendet, um Aussagen über das gesamte 2DEG zu machen.

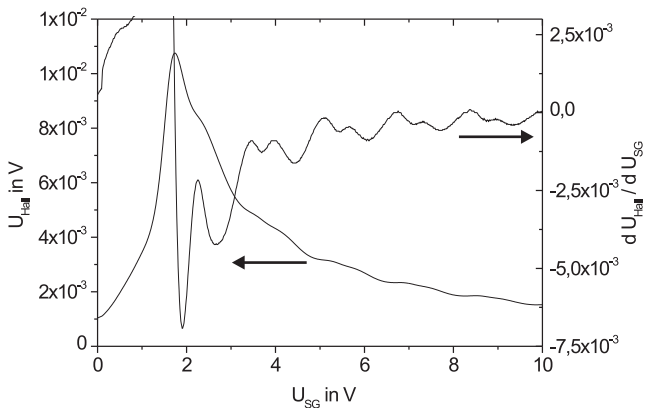


Abbildung 5.6: Quanten-Hall-Messung in Abhängigkeit von U_{SG} bei $B=8$ T und 1,5 K an einer Probe mit Feldoxid mit Ableitung der Messkurve.

5.2 Proben mit Feldoxid

Alle Proben, die ein Feldoxid hatten, wurden komplett selbst hergestellt, d.h. auch die Oxidation für das Gateoxid wurde selbst durchgeführt. Da an der Position, an welcher das 2DEG entstehen soll, zunächst erst das gewachsene Feldoxid entfernt wird und nach Reinigungsschritten das Gateoxid durch trockene Oxidation entsteht, ist zu befürchten, dass möglicherweise die Qualität der Grenzfläche Oxid-Silizium durch die vorangegangenen Prozessschritte schlechter ausfallen könnte. Bei Messungen des Quanten-Hall-Effekts an Proben mit Feldoxid (Abb. 5.6) zeigen sich aber kaum Unterschiede zu jenen Messungen, die an Proben ohne Feldoxid (Abb. 5.3) durchgeführt worden waren. Beim Vergleich der beiden Ableitungskurven fällt auf, dass bei der Probe mit Feldoxid bei allen Doppelpeaks die Spinaufspaltung etwas besser aufgelöst ist als bei der Probe ohne Feldoxid. Folglich beeinflussen die zusätzlichen Prozessschritte bei diesen Proben die Qualität positiv. Des Weiteren fällt auf, dass die Positionen der Maxima bei der Ableitung der Hallspannung etwas verschoben sind, was durch die etwas größere Gateoxidstärke von 57 nm im Vergleich zu 45 nm bei der Probe ohne Feldoxid erklärt werden kann.

Die bessere Qualität der Proben mit Feldoxid zeigt sich auch bei Messungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen (Abb. 5.7). Im Vergleich zu Abbildung 5.5, den Messungen an einer Probe ohne Feldoxid, sind

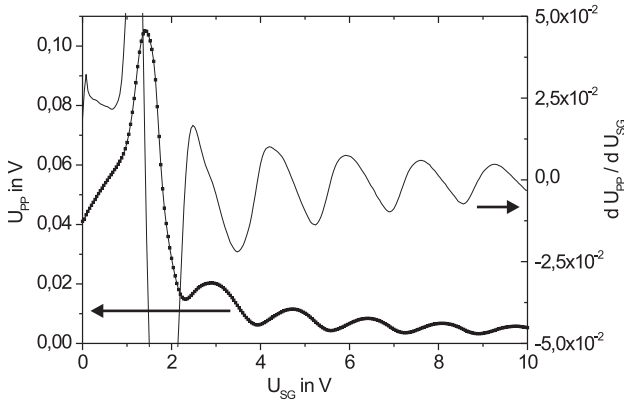


Abbildung 5.7: Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei $B=8\text{ T}$ und $1,5\text{ K}$ bei der Probe mit Feldoxid aus Abb. 5.6.

hier die Oszillationen deutlicher ausgeprägt. Die Peaks in der Ableitung der Messkurve sind asymmetrisch, was wiederum die Spinaufspaltung widerspiegelt, wie sie sich schon bei der Hall-Messung beobachten ließ. Eine Probe aus der Charge der Proben mit Feldoxid wurde für 10 Minuten bei 425°C in Formiergas getempert. Die durchgeführten Shubnikov-de Haas Messungen sind in Abb. 5.8 dargestellt. Man erkennt, wie die Landau-Niveaus mit abnehmender Elektronendichte resp. U_{SG} und steigendem Magnetfeld entleert werden können. Darüber hinaus erkennt man einen allgemeinen Anstieg der Längsspannung U_{pp} bei abnehmender Gatespannung. Die Ursache hierfür ist der zunehmende Widerstand der Inversionsschicht bei kleiner werdenden Elektronendichten. Nach Abschnitt 2.4.1 und wie im vorangehenden Abschnitt demonstriert, berechnet sich die Elektronendichte. Sie nimmt linear von $1,2 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ bei 3 V (Messkurve ist hier nicht gezeigt) auf $4,1 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ bei 1 V Gatespannung ab. Die Beweglichkeit wird zu $8200\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ bestimmt, was etwa um den Faktor 6 höher ist als ohne Temperung mit Formiergas. Bei $B=8\text{ T}$ und $U_{SG}=1,2\text{ V}$ befindet sich ein mit $j=0,5$ gekennzeichnetes Minimum. Diese Landau-Niveau-Besetzungszahl wurde aus den experimentellen Daten ermittelt und kennzeichnet die Spinaufspaltung des ersten Landau-Niveaus. Der Peak zwischen $j=0,5$ und $j=1$ zeigt eine beginnende Aufspaltung bei steigendem Magnetfeld. Diese rührt von der Aufhebung der Talentartung bei hohen Magnetfeldern her.

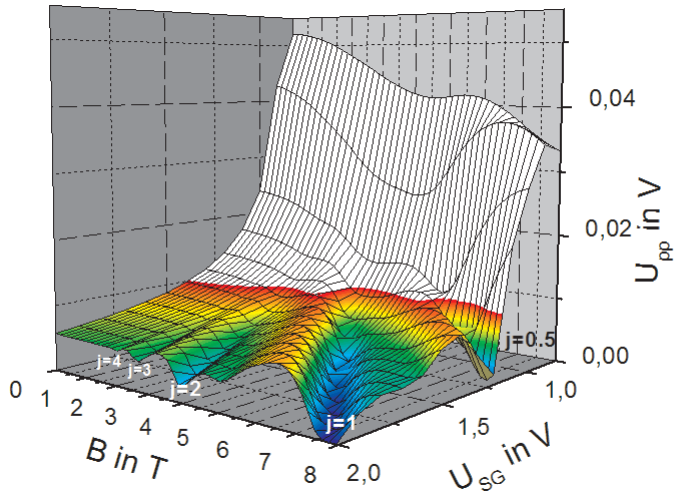


Abbildung 5.8: Die Abbildung zeigt Shubnikov-de Haas Oszillationen für verschiedene Gatespannungen resp. Elektronendichten. In den Minima ist die angegebene Zahl an Landau-Niveaus gefüllt.

In Abbildung 5.9 ist die Messkurve für eine Gatespannung von 2 V aus Abbildung 5.8 erneut dargestellt. Abbildung 5.9b zeigt das Minimum, wenn nur ein Landau-Niveau vollständig gefüllt ist ($j=1$). Man erkennt, dass die Längsspannung fast auf null zurück geht, was eine vollständige Realisierung des Quanten-Hall-Regimes bedeuten würde. Die Asymmetrie des Peaks zwischen $j=1,5$ und $j=1$ zeigt wiederum eine einsetzende Aufhebung der Talentartung.

Hiermit sind mit den gewählten Prozessen Hallbar-Bauelemente herstellbar, mit denen eine Spinaufspaltung des ersten Landau-Niveaus erreicht werden kann.

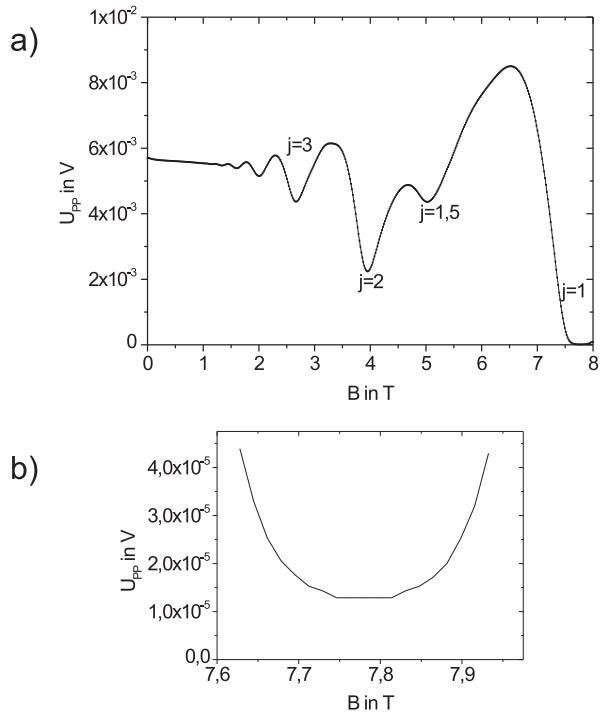


Abbildung 5.9: a) Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei $U_{SG}=2$ V aus Abb. 5.8. b) zeigt das Minimum bei $j=1$ vergrößert, bei dem nur das erste Landau-Niveau vollständig gefüllt ist.

Kapitel 6

Experimente mit Splitgate-Proben

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse an Bauelementen mit Splitgates vorgestellt und diskutiert. Es gliedert sich nach den verschiedenen Temperaturbereichen, in denen Messungen durchgeführt wurden. Die Reihenfolge entspricht dabei der des Messalltags mit ersten Charakterisierungen bei Raumtemperatur, dem anschließenden Abkühlvorgang und den Messungen bei 1,5 K, auf denen das Hauptaugenmerk liegt. Die Messungen im Bereich von 100 Millikelvin schließen dieses Kapitel.

6.1 Messungen bei Raumtemperatur

6.1.1 MOSFET-Kennlinien

Die noch ungesägten Waferstücke mit den 25 Einzelproben wurden am 4-Spitzen-Messplatz getestet. Die Einzelproben unterscheiden sich dabei neben den normalen Schwankungen, die die Prozessierung mit sich bringt, vorwiegend durch unterschiedlich realisierte Splitgate-Strukturen im Sinne von Breite und Länge des Punktkontaktes. Abbildung 6.1 zeigt für ein Waferstück je Einzelprobe eine Ausgangskennlinie bei $U_{SG}=4\text{ V}$. Man erkennt, dass an allen Proben typische Ausgangskennlinien gemessen werden können, und dass fast alle einen Sättigungsstrom von ca. $30\text{ }\mu\text{A}$ haben. Nur wenige weichen davon stärker ab, was aber durch Untersuchungen am Rasterelektronenmikroskop und optischen Mikroskop nicht auf die Splitgate-Strukturen zurückgeführt werden konnte. Viel-

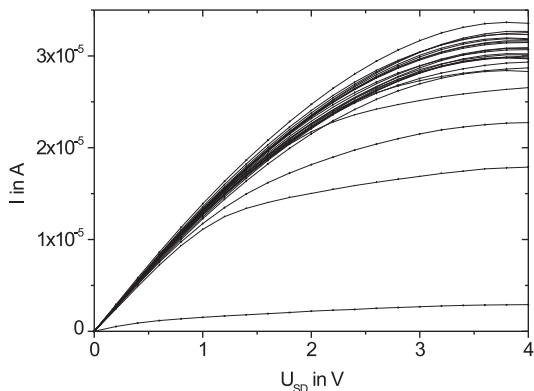


Abbildung 6.1: Schar von Ausgangskennlinien aller 25 Einzelproben bei Raumtemperatur bei $U_{SG}=4\text{ V}$.

mehr erscheinen Variationen bei der Dotierkonzentration der Source- und Drain-Bereiche eine plausible Erklärung zu sein, da die Messkurven durch Normierung auf I bei $U_{SD}=4\text{ V}$ gut zur Deckung zu bringen sind. Das bedeutet, dass alle Kurven mit Gleichung 2.7, der quadratischen Abhängigkeit des Source-Drain-Stromes von der Source-Drain-Spannung, beschrieben werden können.

Ausbeute

Neben den in Abbildung 6.1 gezeigten Messungen wurden diese Tests an allen prozessierten Waferstücken mit Splitgates durchgeführt. Es zeigte sich, dass alle Proben isolierte Topgates hatten und der Source-Drain-Strom immer von der Spannung am Topgate beeinflussbar war. Die Splitgates waren bei diesen Tests mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 95% elektrisch isoliert. Berücksichtigt man weitere Fehler, wie sie bei der Lithographie entstehen können, so beträgt die Ausbeute 80% nach der Prozessierung. Jedoch wurde die elektrische Isolierung der Gates durch die mechanischen Belastungen beim Bonden und elektrostatische Entladungen beim Einbau in den Probenhalter beschädigt, was die Ausbeute ungefähr um einen Faktor 5 verringerte.

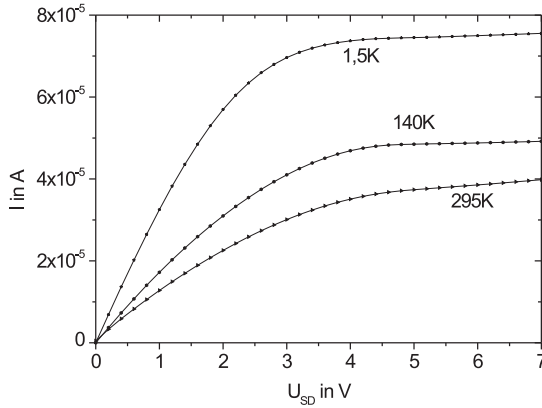


Abbildung 6.2: Die Zunahme der Leitfähigkeit beim Abkühlen zeigt ein Ausfrieren der Elektron-Phonon-Streuung an ($U_{SG}=5$ V).

6.2 Abkühlen auf 1,5 K

Die Probe wurde in den Probenhalter eingebaut und Ausgangskennlinien bei Raumtemperatur gemessen. Nach dem Einbau in den Kryostaten wurde die gleiche Messung bei 140 K und 1,5 K durchgeführt. In Abb. 6.2 sind diese Messungen für eine Topgate-Spannung von $U_{SG}=5$ V dargestellt. Man erkennt, dass bei 1,5 K der höchste Sättigungsstrom erreicht wird. Diese Verbesserung der Leitfähigkeit ist auf die Abnahme der Streuung von Elektronen mit Phononen bei tiefen Temperaturen zurückzuführen [Sze81]. In Gleichung 2.7 geht dies in die Beweglichkeit μ ein, die sich bei der hier diskutierten Messung um mehr als einen Faktor 2 beim Abkühlen auf 1,5 K erhöhte. Darüber hinaus frieren auch Störstellen aus, die bei höheren Temperaturen als Streuzentren dienen und die Beweglichkeit reduzieren.

6.2.1 Leckströme

Bei vielen Bauelementen wurde beobachtet, dass auf den Source-Drain-Strom ein zu U_{SD} proportionaler Strom addiert ist. Dieser Strom fließt nicht durch die Inversionsschicht, sondern direkt durch das Substrat. Wenn die Temperatur abnimmt, werden weniger Dotieratome des Substrats ionisiert und dessen Widerstand steigt. Hierdurch sinkt der Leck-

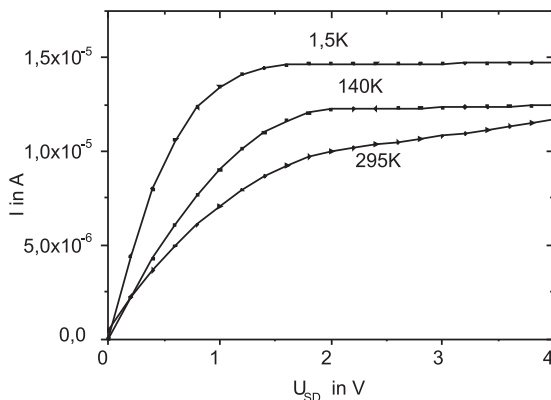


Abbildung 6.3: Der Anstieg des Stromes im Sättigungsbereich bei 295 K ist auf einen Leckstrom durch das Substrat zurückzuführen und friert bei tiefen Temperaturen aus ($U_{SG}=2$ V).

strom und ist, wie in Abb. 6.3 zu sehen, bei 140 K bereits ausgefroren und stellt deshalb für die Charakterisierungen bei 1,5 K kein Hindernis dar.

6.3 Messungen bei 1,5 K

In diesem Abschnitt werden alle bei 1,5 K durchgeführten Messungen diskutiert. Dabei wird zunächst auf die Grundfunktionalität (s. Abschnitt 6.3.1) des Bauelementes eingegangen. Anschließend wird das Verhalten des differentiellen Leitwertes des durch die Splitgates in der Inversionsschicht definierten Kanals in Abhängigkeit von Inversionsspannung U_{SG} , Spannung an den Splitgates U_{Cr} , Magnetfeld und Temperatur untersucht.

6.3.1 Quanten-Hall-Effekt

Nach Überprüfung der Grundfunktionalität des Splitgate-Bauelementes im Sinne eines MOSFETs (Abschnitt 6.2) wurden an ihm Quanten-Hall-Messungen durchgeführt (Abb. 6.4).

Der in Abb. 6.4a dargestellte Hall-Widerstand (s. Gleichung 2.37) zeigt in dieser Darstellung nur relativ schwach ausgeprägte Plateaus, die über-

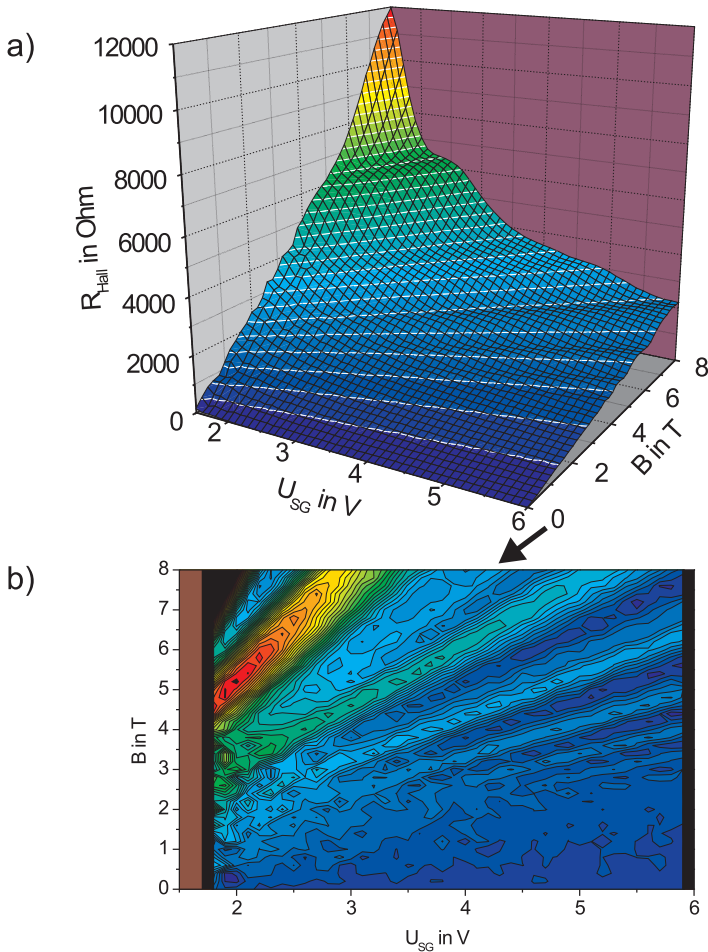


Abbildung 6.4: Quanten-Hall-Effekt bei Splitgate-Bauelement: a) Aufgetragen ist der Hall-Widerstand in Abhängigkeit von U_{SG} und B . Man erkennt Schultern, die auf den Quanten-Hall-Effekt zurückgeführt werden. b) Ableitung des Hall-Widerstandes aus a) nach U_{SG} . Rot dargestellt sind steile Bereiche in a), blau sind flachere Bereiche der Messkurven. Hierdurch werden die Niveaus deutlicher erkennbar. Bei $B=8\text{ T}$ und $U_{SG}=4,25\text{ V}$ lässt sich eine Spinaufspaltung eines Niveaus beobachten.

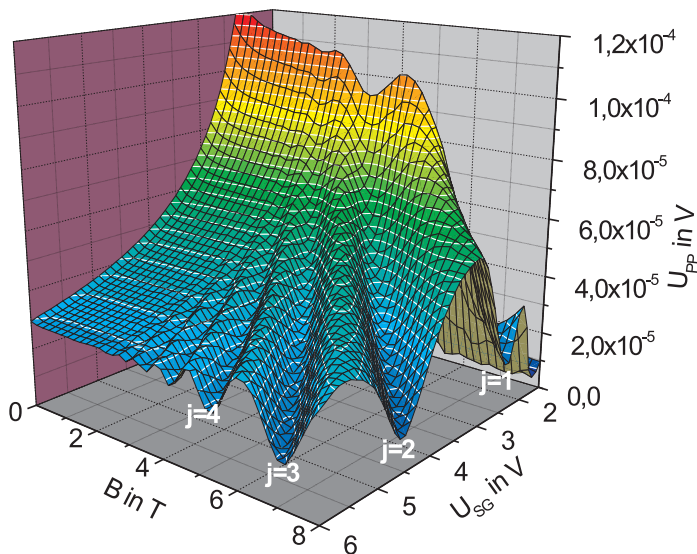


Abbildung 6.5: Shubnikov-de Haas-Messungen in Abhängigkeit von U_{SG} und B bei einer Splitgate-Probe.

dies bei niedrigen Inversionsspannungen ($U_{SG} \leq 2$ V) nicht mehr sichtbar sind, wie es auch schon in Kapitel 5 beobachtet wurde. Dies wird wiederum auf das in diesem Bereich schlecht definierte 2DEG zurückgeführt. In der Ableitung der Messdaten (Abb. 6.4b) zeigen sich die Niveaus deutlicher. Die Schultern in der Messkurve für $B=8$ T liegen bei etwa 6000Ω , 3000Ω und 2000Ω und korrespondieren nach Gleichung 2.38 zu $\nu=4$ ($j=1$), $\nu=8$ ($j=2$) und $\nu=12$ ($j=3$). In der Ableitung erkennt man sogar Spinaufspaltung für $\nu=8$ ($j=2$) bei $U_{SG}=4,25$ V und $B=8$ T (s. Pfeil in Abb. 6.4b). Eine Spinaufspaltung ist auch für das erste Landau-Niveau in den Messdaten beobachtbar, da sich eine leichte Schulter bei ca. 12 k Ω andeutet. Damit ist auch bei Splitgate-Bauelementen, deren Gateoxid bei nur 900°C gewachsen wurde, der Quanten-Hall-Effekt beobachtbar, und somit sind Randzustände realisiert.

6.3.2 Shubnikov-de Haas-Oszillationen

Mit den gleichen Parametern wie bei den Quanten-Hall-Messungen wurden Shubnikov-de Haas-Messungen durchgeführt, die in Abb. 6.5 darge-

stellt sind. Dabei wurde der Spannungsabfall an zwei Kontakten auf einer Seite gemessen, zwischen denen sich keine Elektrode des Cr-Splitgates befand. An den Splitgates lag bei diesen Messungen eine Spannung von $U_{Cr}=1\text{ V}$ an, damit das 2DEG nicht durch die Splitgates eingeschnürt wird.

Die Minima der Oszillationen lassen sich mit der Zahl gefüllter Landau-Niveaus identifizieren. So ist bei $B=8\text{ T}$ und $U_{SG}\approx 4,6\text{ V}$ das zweite und bei $U_{SG}\approx 2,3\text{ V}$ nur noch das erste Landau-Niveau gefüllt, wie dies auch aus den Quanten-Hall-Messungen folgte. Die linear von U_{SG} abhängige Elektronendichte wurde bei $U_{SG}=6\text{ V}$ zu $2,0\cdot 10^{12}\frac{1}{\text{cm}^2}$ bestimmt, was belegt, dass im Rahmen der Prozessstabilität bei den Splitgate-Proben die Werte aus Abschnitt 5.2 reproduziert werden.

Schwache Lokalisierung

Der rasche Spannungsabfall an den Spannungsabgriffen, wie er beispielhaft in Abb. 5.4 zwischen $B=0\text{ T}$ und $B=0,5\text{ T}$ zu beobachten ist, ist auf den Effekt der schwachen Lokalisierung zurückzuführen. Aus dem Spannungsabfall bei $B=0\text{ T}$ und dem extrapolierten Wert für die Spannung ohne den Effekt der schwachen Lokalisierung ist nach Abschnitt 2.4.2 die Berechnung der Phasenkohärenzlänge möglich. Bei einer Probe, die bis auf den Splitgate-Strukturierungsschritt wie Splitgate-Proben hergestellt worden war, wurde die Phasenkohärenzlänge nach zwei Methoden aus Abschnitt 2.4.2 berechnet:

Bei der ersten Methode wurde hierzu die Differenz der Leitfähigkeit aus einer Shubnikov-de Haas-Messung mit $U_{SG}=2,5\text{ V}$ berechnet. Durch den Effekt der schwachen Lokalisierung war bei $B=0\text{ T}$ $U_{pp} = 1,03\cdot 10^{-2}\text{ V}$, ohne diesen Effekt wurde ein Wert von $9,96\cdot 10^{-3}\text{ V}$ für U_{pp} bei $B=0\text{ T}$ extrapoliert. Unter Berücksichtigung der Probendimensionen (Breite $50\text{ }\mu\text{m}$, Spannungsabgriffabstand $300\text{ }\mu\text{m}$) ergibt sich τ_ϕ aus Gleichung 2.32 zu $1,04\text{ ps}$, was mit der Elektronendichte von $8,6\cdot 10^{11}\frac{1}{\text{cm}^2}$ und der resultierenden Diffusionskonstanten \mathcal{D} (s. Abschnitt 2.5.1) in Gleichung 2.33 eingesetzt zu $l_\phi=44\text{ nm}$ führt.

Wird die Phasenkohärenzlänge aus dem Magnetfeld beim Einsetzen der Shubnikov-de Haas-Oszillationen berechnet, ermittelt man $l_\phi= 88\text{ nm}$ (für $B=1,23\text{ T}$).

Der Unterschied von Faktor 2 zwischen beiden Methoden ist rein zufällig. Ableseungenauigkeiten führen zu einer Unsicherheit von $\pm 5\text{ nm}$. Die Bestimmung des Magnetfeldes, ab dem Shubnikov-de Haas-Oszillationen auftreten, ist sehr viel einfacher als die Extrapolation eines Spannungswertes in der anderen Methode, da sich die Proben während der Messung

häufig veränderten. So wurde beobachtet, dass sich nach dem Anlegen einer Gatespannung der Spannungsabfall entlang des Hallbars innerhalb von ca. zehn Minuten änderte. Im Vergleich hierzu wurde eine Messung von Shubnikov-de Haas-Oszillationen innerhalb von acht Minuten durchgeführt ($\frac{dB}{dt} = 1 \frac{T}{min}$). Offenbar wurden Fehlstellen im Oxid umbesetzt, was die Elektronendichte im 2DEG und damit den Spannungsabfall änderte und folglich die genaue Bestimmung der Leitwertänderung erschwerte. Im Vergleich zur Phasenkohärenzlänge war die elastische Streulänge 46 nm. Die Messung wurde bei 1,5 K durchgeführt und eine Beweglichkeit von $4270 \text{cm}^2/\text{Vs}$ ermittelt. Die Fermi-Wellenlänge ist damit 38 nm. Alle hier bestimmten Streulängen sind mittlere Streulängen. Damit sind auch bei Punktkontakten, die, wie in dieser Arbeit, etwas größer als die Streulängen sind, Beobachtungen an der Grenze zum ballistischen Regime zu erwarten, die auf einen quantisierten Leitwert schließen lassen.

6.3.3 Einschnürung des 2DEGs

Da in dieser Arbeit ausschließlich differentielle Leitwerte gemessen wurden, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit nur vom Leitwert gesprochen.

Definitionsstufe

Dass durch das Anlegen einer negativen Spannung an den Splitgates ein leitfähiger Kanal in der Inversionsschicht definiert wird, zeigt Abb. 6.6. Darin ist an der linken Ordinate der Wert U_{pp} , der zwischen zwei Spannungsabgriffen vor und nach dem Punktkontakt gemessenen Spannung und an der rechten der sich daraus ergebende Leitwert ($I=10 \text{ nA}$) in Einheiten von e^2/h aufgetragen. Man erkennt beim Reduzieren der Splitgate-Spannung von $U_{Cr} = 1 \text{ V}$ bis $U_{Cr} = 0,7 \text{ V}$ einen Abfall des Leitwertes von ca. $4 e^2/h$ auf ca. $2,3 e^2/h$. Bei weiterer Abnahme von U_{Cr} sinkt der Leitwert zunächst leicht, dann stärker und verschwindet bei $U_{Cr} \leq -3,2 \text{ V}$. Die beobachtete Stufe bei ca. $U_{Cr} = 0,7 \text{ V}$ nennt sich „Definitionsstufe“. Bei der zugehörigen Spannung U_{Cr} wird das 2DEG unter den Cr-Splitgates elektrostatisch so stark verarmt, dass kein Stromfluss unter den Splitgate-Elektroden mehr möglich ist und nur noch ein kleiner leitfähiger Kanal im 2DEG zwischen den Splitgate-Elektroden vorhanden ist. Bei der weiteren Abnahme von U_{Cr} wird die Breite des Kanals verringert, bis er komplett geschlossen ist. Die Position der Definitionsstufe ist vom weiteren Verlauf der Kennlinien unabhängig

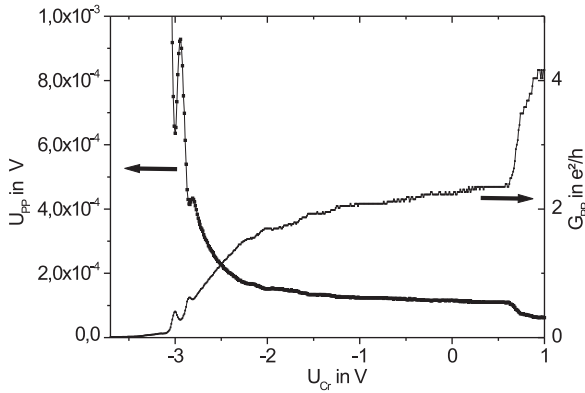


Abbildung 6.6: Die Stufe im Leitwert bei $U_{Cr}=0,7\text{ V}$, die Definitionsstufe, kennzeichnet die Topgate-Spannung, ab der die Gatestruktur ins 2DEG übertragen wird.

und war bei allen untersuchten Proben zwischen $0,4\text{ V}$ und $0,7\text{ V}$. Berücksichtigt man, dass die als Transistor betriebenen Bauelemente bei $1,5\text{ K}$ Schwellspannungen im Bereich von 1 V bis $1,5\text{ V}$ haben und die Cr-Gates zwischen dem Gateoxid und einer stöchiometrisch nicht idealen PECVD-Siliziumoxidschicht (s. Abschnitt 3.2.2) liegen, so sind die Positionen der Definitionsstufen im beobachteten Bereich plausibel.

Abhängigkeit von der Inversionsspannung

Abbildung 6.7a zeigt eine typische Messung des Leitwertes in Abhängigkeit von U_{SG} und dem daraus berechneten k_x bei $U_{Cr} = -5,2\text{ V}$. Der Wert von k_x wurde dabei nach Gleichung 2.68 in Abschnitt 2.5.3 bestimmt. U_{th} war hierbei $5,45\text{ V}$ und der erste Peak bei $U = 5,615\text{ V}$, was mit einer angenommenen elektrostatischen Breite des Kanals von $w = 40\text{ nm}$ über $E_1^{40nm} = 1,2\text{ meV}$ zum Umrechnungsfaktor $\alpha = 7,5 \cdot 10^{-3}$ führt. So konnte zu jeder Spannung U_{SG} ein k_x bestimmt werden. Die beobachteten Positionen der Peaks wurden in Abb. 6.7b gegen die Nummer des jeweiligen Peaks aufgetragen. Sie können durch eine Gerade gefittet werden, was einem konstanten Abstand Δk_x zwischen den Maxima entspricht. Ein solches Verhalten kann nach Abschnitt 2.5.3 als resonanter

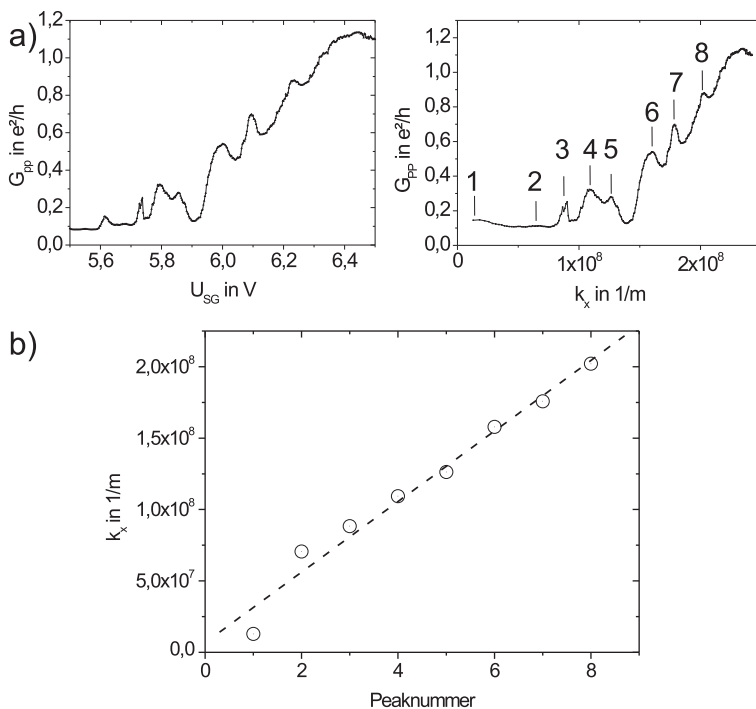


Abbildung 6.7: a) Links: Leitwert über U_{SG} ; rechts: Leitwert über k_x , berechnet aus Gleichung 2.68. b) Die Positionen der Resonanzen aus a) können durch eine Gerade gefittet werden, haben also einen konstanten Abstand Δk_x , was das Modell von Resonanzen in einem 1D-Kanal stützt.

Transport durch einen eindimensionalen Kanal interpretiert werden. Mit der angenommenen elektrostatischen Breite des Kanals von $w=40$ nm ergibt sich mit Gleichung 2.69 eine Kanallänge von $L=160$ nm. Dies stimmt sehr gut mit der Splitgate-Geometrie überein, wenn man berücksichtigt, dass beim Schließen des Kanals auch elektrostatisch eine Verlängerung des Kanalgebietes zu erwarten ist. Tilke et al. [Til03] fanden, dass manche Peaks ausgelöscht waren. Dies kann auch hier zwischen Peak 1 und 2 der Fall sein, was die etwas größere Abweichung der Position von Peak 1 zur Fitgeraden erklären kann. Tang et al. [Tan93b] fanden bei ihren Messungen an $1\mu m$ schmalen Inversionskanälen in Silizium, die sie Inversionslinien nennen, ebenfalls Oszillationen im Leitwert bis $1,5 \frac{e^2}{h}$. Sie

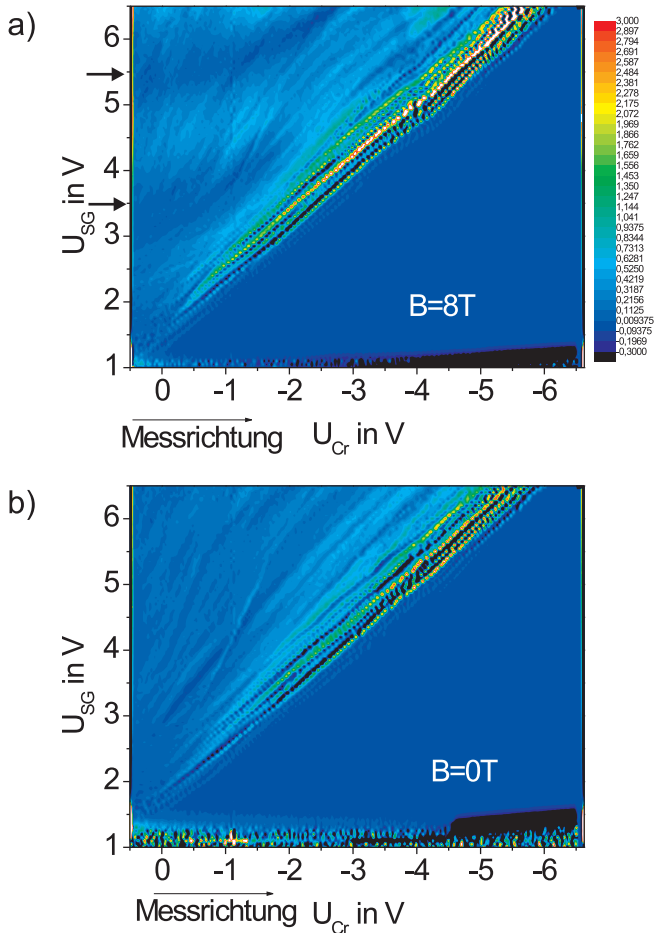


Abbildung 6.8: Ableitung des Leitwertes nach U_{Cr} bei verschiedenen Inversionsspannungen für $B=8T$ in a) und $B=0T$ in b). Bereiche mit kleinen Steigungen in der ursprünglichen Messkurve sind blau dargestellt, große Steigungen in Rottönen.

zeigten, dass diese auf geometrische Effekte zurückzuführen sind. Um ein besseres Bild davon zu erhalten, wie sich der Kanal ausbildet, und wie sich auftretende Peaks mit der Veränderung von Inversionsspannung U_{SG} und Magnetfeld B verhalten, wurden die in den nächsten Abbil-

dungen dargestellten Messungen durchgeführt. U_{SG} wurde mit Schrittweiten von 50 mV verändert und zu jeder Spannung eine Messung einer Leitwertkennlinie des Punktkontaktes durchgeführt. Die Schrittweite für U_{Cr} war hierbei 14 mV. Da neben den eben diskutierten Oszillationen auch schwächer ausgeprägte und breitere Strukturen in den Kennlinien erkennbar sind, wurden die Kennlinien zur Verdeutlichung und besseren Darstellbarkeit entlang der Messrichtung differenziert, geglättet und abhängig von der Stärke der so erhaltenen Steigung der Messkurven in Abbildung 6.8 veranschaulicht. Blau entspricht einer kleinen Steigung, Rottöne stehen für große Steigungen. Ein Peak ist folglich am Farbwechsel von rot nach dunkelblau bis schwarz entlang der Messrichtung erkennbar. Schultern erkennt man in der Abbildung an einem Farbwechsel entlang der Messrichtung von blau über hellblau (bis rot) und wieder blau.

Die in Abb. 6.8 a) und b) dargestellten Messungen zeigen, dass neben den Oszillationen, die gleich nach dem Anstieg des Leitwertes auftreten, weitere Strukturen vorhanden sind. Die zwei in Abb. 6.8a mit $B=8$ T sichtbaren dunkelblauen Streifen im Leitwert bei $U_{SG}=5,5$ V und $U_{SG}=3,4$ V (s. Pfeile) sind auf Shubnikov-de Haas-Oszillationen zurückzuführen, die ebenfalls mit den Spannungsabgriffen $150 \mu\text{m}$ vor und nach dem Punktkontakt detektiert werden. Ebenfalls erkennbar ist, dass die durch die Geometrie bedingten Resonanzen bei höheren Werten von U_{SG} und negativeren Splitgate-Spannungen zahlreicher und deutlicher ausgeprägt werden, was durch eine immer schärfer ausgebildete Potentiallandschaft des Kanals erklärbar ist.

Im Vergleich zu Abb. 6.8 ist in Abb. 6.9 die Messrichtung geändert worden. Die Schrittweite in Messrichtung, also für U_{SG} , war 10 mV, für U_{Cr} war sie 70 mV. Das Magnetfeld war $B=0$ T. Man erkennt, dass die Resonanzen wiederum nur kurz nach dem Ansteigen des Leitwertes deutlich hervortreten. Im übrigen Bereich sind hier nun breitere Schultern erkennbar, während in Abb. 6.8b noch vergleichsweise kleine Strukturen erkennbar waren. Der Grund hierfür sind Verschiebungen von Ladungen im Oxid. Dies wird später noch eingehender in Abschnitt 6.4 diskutiert.

In Abbildung 6.10 sind Messungen an Probe 102 dargestellt. Bei dieser Probe wurde ein größerer Abstand für die Splitgates von 158 nm realisiert, um nach der elektrostatischen Übertragung der Gatestruktur in das 2DEG einen größeren Leitwert als bei den bisher untersuchten Proben beobachten zu können. Ziel war es, einen Leitwert von mehr als $4e^2/h$ zu erzielen, um Stufen im Leitwert mit dieser Höhe (bei Spinaufspaltung im Magnetfeld auch $2e^2/h$) in Silizium beobachten zu können.

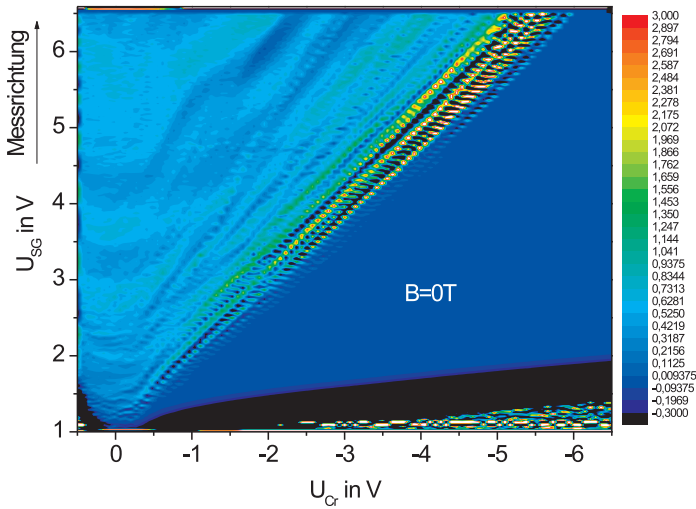


Abbildung 6.9: Ableitung des Leitwertes des Kanals nach der Inversionsspannung zu verschiedenen Splitgate-Spannungen.

Bei den bisher in dieser Arbeit untersuchten Proben war ein maximaler Leitwert von ca. $2e^2/h$ beobachtet worden. Das nicht durch einen seriellen Widerstand korrigierte Leitwertmaximum dieser Probe beträgt bei $U_{SG}=6\text{ V}$ und $U_{Cr}=0,5\text{ V}$ etwa $4,6e^2/h$ (s. Abb. 6.10c), was die Beobachtung der ersten Leitwertstufe und an dieser die magnetische Depopulation bei steigendem Magnetfeld ermöglichen kann.

Wie in Abb. 6.10c zu erkennen ist, gibt es Stufen von etwa e^2/h im Leitwert, denen kleinere Merkmale überlagert sind. Diese Variationen, die dem Verlauf der Messkurven überlagert sind, sind besonders deutlich in Abb. 6.10b, der Ableitung des Leitwertes nach U_{Cr} bei verschiedenen Spannungen U_{SG} , zu erkennen. Neben den 4 größeren Stufen/Schultern (A,B,C,D) von ca. e^2/h (nach Korrektur mit einem seriellen Widerstandswert im Bereich einiger weniger $k\Omega$, der nach Messungen an Bauelementen ohne Splitgates hier erwartet werden kann) gibt es Merkmale (0,1,2,3), die diese breiten Stufenmerkmale überlagern oder kreuzen. So schwächt sich Merkmal 0, das bei $U_{SG}=3,7\text{ V}$ und $U_{Cr}=0,5\text{ V}$ sehr markant beginnt, zu höheren Spannungen von U_{SG} ab, folgt aber der Leitwert-Höhenlinie aus Abb. 6.10a. Merkmal 1 beginnt bei $U_{SG}=3,25\text{ V}$ und $U_{Cr}=0,5\text{ V}$ und kreuzt Stufe B. In Abb. 6.10c ist dies als leichte

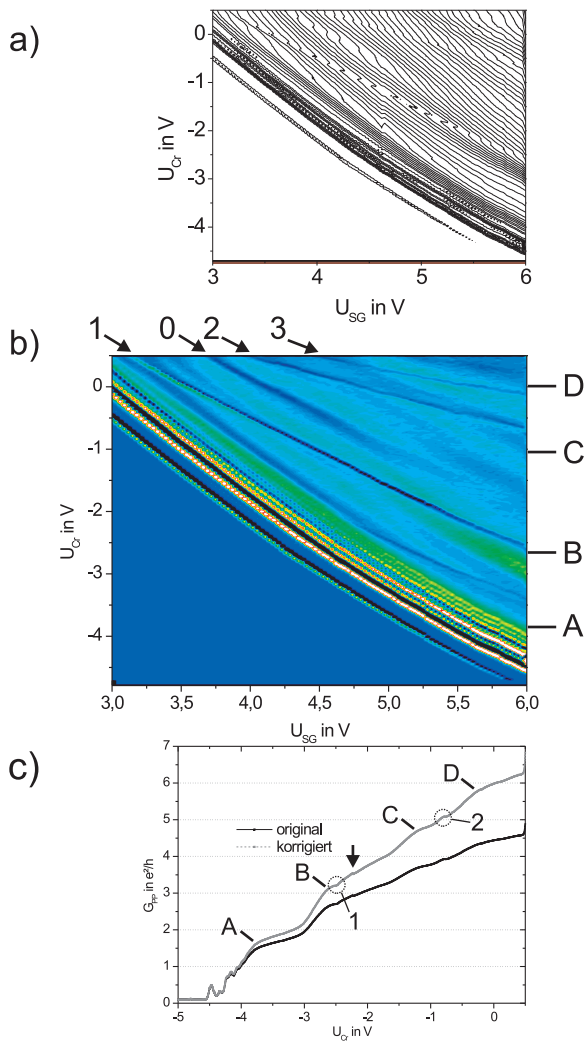


Abbildung 6.10: Änderung der Splitgate-Spannung bei verschiedenen Inversionsspannungen bei Probe 102 mit größerem Splitgate-Abstand von 158 nm statt 130 nm, $B=0$ T. a) Höhenlinienbild des Leitwertes. b) Ableitung des Leitwertes nach U_{Cr} (Schrittweite 10 mV) bei verschiedenen U_{SG} (Schrittweite: 30 mV) c) Messkurve beim Schließen des Splitgates bei $U_{SG}=6$ V und durch 1500Ω korrigierte Messkurve.

Ecke in der Kennlinie zu erkennen. Das Merkmal 2, das bei $U_{SG}=4,05$ V und $U_{Cr}=0,5$ V beginnt kreuzt Stufe C, ebenso wie Merkmal 3 Stufe D kreuzt.

All diesen Merkmalen werden Störstellen in der Nähe des Kanals zugeschrieben, die den Transport durch Änderung der lokalen Potentiallandschaft beeinflussen, wie sie von Höppler [Höp04] beschrieben wurde: Hat eine Transmissionsmode am Ort eines Streuers eine maximale Amplitude in der Wellenfunktion, so wird die Transmission maximal gestört, im Falle eines Knotens ist die Transmission ungestört. Tekman et al. [Tek90] konnten in einer theoretischen Arbeit, bei der sie Störstellen durch repulsive/attractive Potentiale modellierten, zeigen, dass Störstellen solche, im Vergleich zu den Breiten der Quantisierungsstufen, klaren Merkmale im Leitwert hervorrufen, deren Position (U_{SG}) sich überdies durch Änderung der Stärke des Streuers verändern ließ. Bei einer Änderung der Topgate-Spannung wird die Form des Kanals geändert, was für die Transmission eine Änderung der Stärke eines fest im Material positionierten Streuers bedeutet, so dass sich, wie beobachtet, Leitwertstufenmerkmale und Störstellenmerkmale kreuzen können. In Abb. 6.10 ist dies z.B. das Merkmal 2, das bei $U_{SG}=4,05$ V und $U_{Cr}=0,5$ V beginnt.

Beim Vergleich von Abb. 6.10a) mit b) fällt auf, dass die breiten Stufenmerkmale mit den Höhenlinien des Leitwertes sehr gut übereinstimmen und mit sinkender Inversionsspannung von U_{SG} der Leitwert abnimmt und der Kanal bereits bei weniger negativen Spannungen von U_{Cr} abgeschnürt wird.

Die Stufenhöhe ist mit etwa e^2/h weit kleiner als die theoretisch vorhergesagte von $4e^2/h$. Dies wurde in Silizium schon von einigen Gruppen beobachtet. Erstmals wurden bei Inversionslinien von Tang et al. Leitwertstufen beobachtet [Tan92], [Tan93a], [Tan93b]. Sie waren kleiner als e^2/h , was sie auf einen großen seriellen Widerstand im Draht zurückführten.

Auch von Namatsu et al. sind Stufenhöhen, die kleiner als e^2/h sind, in Silizium bei KOH-geätzten Nanodraht-Bauelementen gefunden worden [Nam97]. Sie führten als Grund für diesen Effekt Streuung im Kanal an. Eine Streuung im Kanal führt auch nach der Landauer-Formel 2.63 zu einer kleineren Transmissionswahrscheinlichkeit und damit zu kleineren Einträgen auf der Hauptdiagonalen der Streumatrix, was zu einer kleineren zu erwartenden Stufenhöhe führt. Nakajima et al. ([Nak94], [Nak95]) sprachen sich für eine Kombination aus seriellen Widerstand und Widerstand im Draht als Grund für ihre kleinen Leitwertsstufen aus. Dies trifft wohl auch für die hier vorliegenden Messungen zu. So kann ein

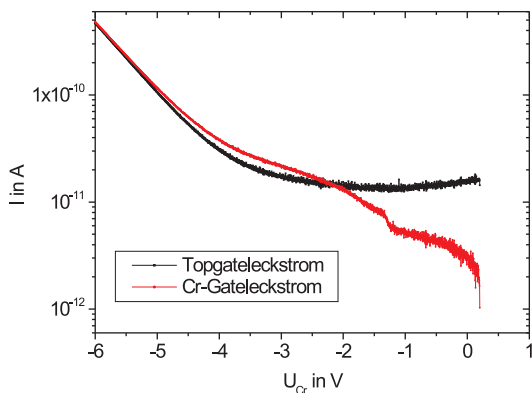


Abbildung 6.11: Absolutbeträge der Leckströme des Topgates und der Splitgates bei $U_{SG}=8\text{ V}$ und $1,5\text{ K}$.

Abzug eines seriellen Widerstandes den Leitwert hin zu einem größeren Leitwert korrigieren, jedoch können Stufenhöhen von $4e^2/h$ durch Subtraktion realistischer serieller Widerstandswerte vom gemessenen Widerstand (gewonnen aus Messungen an Bauelementen ohne Splitgates) nicht erreicht werden. Wäre dies möglich, wäre dies ein starker Hinweis auf ballistischen Transport im Punktkontakt. Man könnte dann erwarten, dass die Stufen bei höheren Magnetfeldern aufspalten und spin-polarisierten Transport durch den Punktkontakt ermöglichen. In Abb. 6.10c wurde der Leitwert mit $1500\ \Omega$ korrigiert, was dazu führt, dass die Stufenhöhen etwa $1e^2/h$ sind. Die mit einem Pfeil in in Abb. 6.10c markierte Stelle in der Kurve wird in Abschnitt 6.4 näher diskutiert.

Bei den Messungen aus Abb. 6.10 ist der maximale Leitwert zwar unkorrigiert schon größer als $4e^2/h$, dennoch wäre es wünschenswert, noch mehr Stufen beobachten zu können. Hierzu wären größere Spannungen von U_{SG} nötig und zum vollständigen Schließen des Kanals entsprechend negativere Spannungen von U_{Cr} . Damit steigt das elektrische Feld zwischen den Splitgates und der Topgate-Elektrode. Abbildung 6.11 belegt, dass bei immer größeren Spannungsunterschieden die Leckströme durch das PECVD-Oxid exponentiell ansteigen, wobei sich die beiden gemessenen Absolutbeträge der Leckströme (aus den Splitgates und in das Topgate) bei größer werdenden Spannungsunterschieden immer mehr angleichen, also der Leckstrom der Splitgates zum Topgate fließt. Durch diesen Strom wird das dazwischen liegende PECVD-Oxid geschädigt, was bis

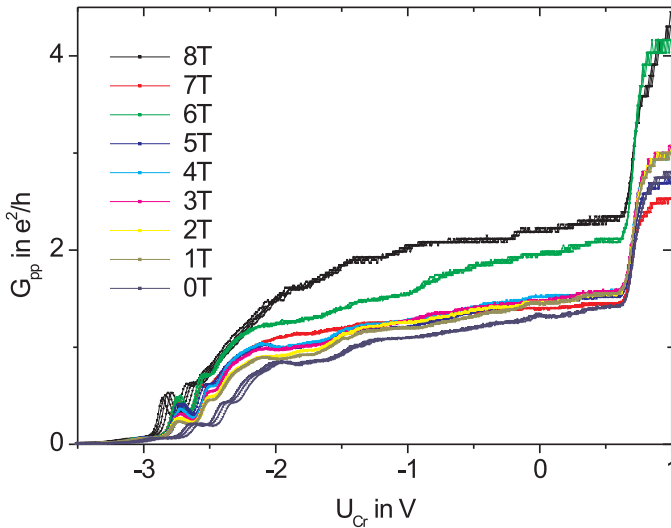


Abbildung 6.12: Schar von Messkurven beim Schließen des Punktkontaktes bei verschiedenen Magnetfeldern ($U_{SG}=5$ V).

zum elektrischen Durchbruch führen kann und damit das Bauelement für weitere Untersuchungen unbrauchbar machen würde. Deshalb wurde durch eine entsprechende Einstellung an den Messgeräten sichergestellt, dass der Leckstrom nicht größer als 1 nA werden kann. Außerdem wurde darauf geachtet, dass der maximal erlaubte Leckstrom von 1 nA nie länger als eine Stunde aufrecht erhalten wird. In Testmessungen hatte sich gezeigt, dass die Proben mit dieser Verfahrensweise nicht geschädigt werden.

Abhängigkeit vom Magnetfeld

Neben den Stufen der Leitwertquantisierung werden bei vielen Proben beim Anstieg des Leitwertes magnetfeldabhängige Peaks beobachtet. Meist ist nur ein derartiger Peak gut beobachtbar, aber auch zwei sind möglich wie in Abb. 6.12 und Abb. 6.13 dargestellt. Abb. 6.12 zeigt neun Kurvenscharen von je vier Kennlinien. Jede Schar wurde bei konstantem Magnetfeld innerhalb von 38 Minuten aufgenommen. Dabei veränderte sich die Probe kaum, so dass die Änderungen der Kennlinien von einem Magnetfeld zum anderen auf die Magnetfeldänderung zurückzuführen

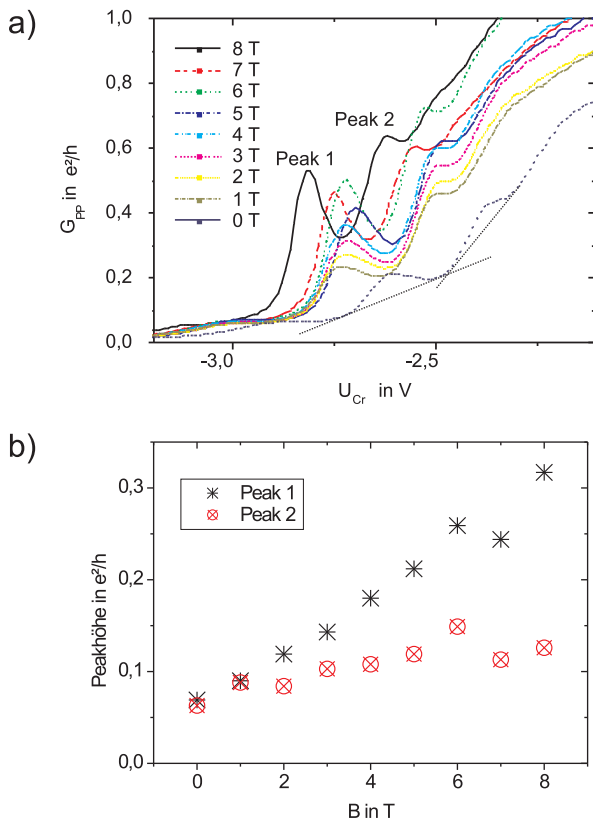


Abbildung 6.13: Schließen des Punktkontaktes bei verschiedenen Magnetfeldern, $U_{SG}=5$ V. a) Die Höhe von Peak 1 und Peak 2 steigt mit dem Magnetfeld. b) Peakhöhe von Peak 1 und Peak 2 ist über dem Magnetfeld aufgetragen.

sind. Die Peakhöhen der ersten zwei Peaks im Leitwert wurden ermittelt, indem ein linearer Untergrund im Bereich des Peaks, der zwischen die Fußpunkte der Peaks (in Abb. 6.13a bei einer Messkurve dargestellt) gelegt wurde, von der Kennlinie abgezogen wurde. Die sich so ergebenden Peakhöhen sind in Abhängigkeit vom Magnetfeld in Abb. 6.13b aufgetragen. Man erkennt, dass bei Erhöhung des Magnetfeldes die Höhe von Peak 1 sich vervierfacht, die von Peak 2 etwa verdoppelt. Ein magnetfeldabhängiges Verhalten eines Peaks beim Anstieg des Leitwertes wurde

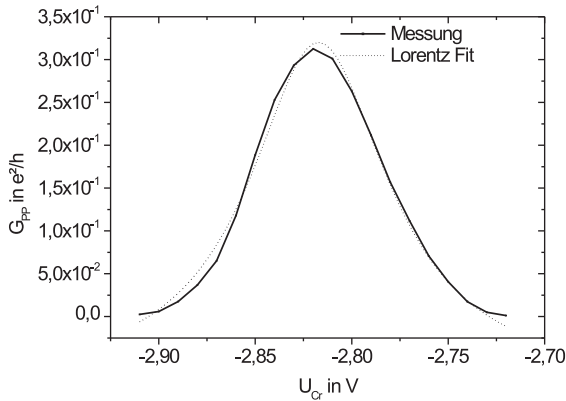


Abbildung 6.14: Lorentzfit an Peak 1 nach Untergrundkorrektur.

bisher nur sehr selten bei Quantenpunktkontakten beobachtet. McEuen et al. [McE90] fanden im Gegensatz zu hier einen Peak, dessen Höhe hin zu kleineren Magnetfeldern anstieg. Auch Kopley et al. fanden bei ihren Si-MOSFETs nur dieses Verhalten [Kop88]. Wainer et al. [Wai88], aber auch Tang et al. [Tan93a], die einen Inversionsdraht mit Poly-Silizium-Topgate studierten, konnten eine Magnetfeldabhängigkeit wie in dieser Arbeit beobachten. Sie gingen jedoch in ihrer Veröffentlichung nicht darauf ein. Van Houten et al. zeigten, dass bei einer 4-Punkt-Messung (wie sie für die Messung der Kennlinien des Punktkontaktes in dieser Arbeit durchgeführt wurde) eine zusätzlich mit gemessene Hallspannung zu einer Modifikation des eigentlich zu messenden 2-Punkt-Widerstandes führt: $R_{4t} = R_{2t} - R_H$ [vH88]. Hierdurch wird der Leitwert beeinflusst. Für die Peakhöhe in Leitwertskennlinien erwartet man daher einen linearen Zusammenhang mit dem Magnetfeld. Beobachtet wurde genau ein solcher linearer Anstieg mit B (s. Abb. 6.13).

Als Ursache für diese Peaks kommt auch resonantes Tunneln über Störstellen in Frage, wie es von Kalmeyer et al. und von Xue et al. untersucht wurde [Kal87], [Xue88]. In Abb.6.14 erkennt man, dass Peak 1, von dem ein linearer Untergrund vor dem Fit subtrahiert wurde, tatsächlich die Form einer Lorentzkurve hat, wie sie bei resonantem Tunneln erwartet wird [Azb83].

Nach Kalmeyer et al. deutet das Vorhandensein von 2 Peaks auf 2 Störstellen hin. In ungeordneten Systemen sollte nach Xue et al. [Xue88]

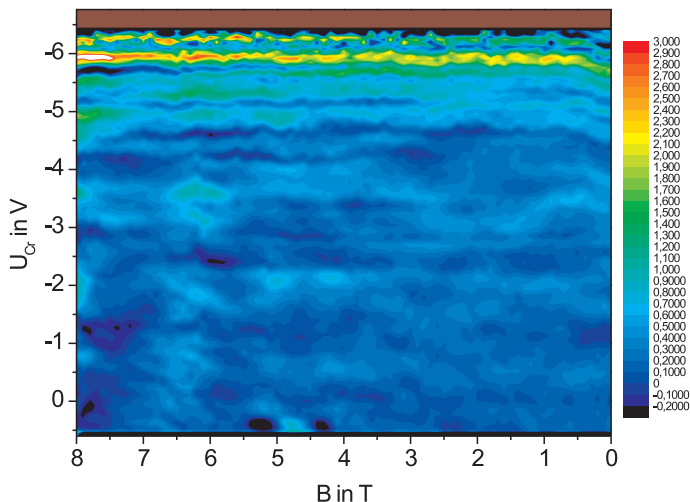


Abbildung 6.15: Schließen des Punktkontaktes bei Magnetfeldern zwischen 0 und 8 T (Schrittweite 0,1 T) bei $U_{SG}=7$ V.

die Peakhöhenabhängigkeit vom Magnetfeld zufällig sein, also steigende und abnehmende Höhen gleich häufig beobachtbar sein. In dieser Arbeit wurde jedoch eine Zunahme oder ein Gleichbleiben der Peakhöhen bei Erhöhung des Magnetfeldes beobachtet.

In Abb. 6.15 sind die Ableitungen der Messkurven, bzw. der Leitwertkennlinien, nach U_{Cr} für Magnetfelder von 8 T bis 0 T dargestellt. Auch bei dieser Probe erkennt man einen Peak im Leitwert bei $U_{Cr}=-5,9$ V, der mit dem Anstieg des Magnetfeldes wächst. Bei $B=8$ T und $U_{Cr}=0,5$ V wurde der maximale Leitwert bei dieser Messung in Höhe von $4,1 e^2/h$ gemessen. Alle erkennbaren Merkmale (Linien/ Streifen bei $U_{Cr}=\text{const.}$) verändern ihre Position in U_{Cr} in dieser Abbildung nicht mit dem Magnetfeld, d. h., es gibt keinen Hinweis auf ballistischen Transport im untersuchten Quantenpunktkontakt. Bei Magnetfeldern über 4 T sind auch breite Merkmale auszumachen, die parallel zur U_{Cr} -Achse verlaufen. Es handelt sich dabei um die von Shubnikov-de Haas-Oszillationen erzeugte Modulation des Leitwertes. Daher wurde bei einer weiteren Messung (Abb. 6.16) an einer anderen Probe vor der Ableitung nach U_{Cr} die jeweils zu einem Magnetfeld gehörende Messkurve auf ihr Maximum normiert. So konnte der Einfluss von Shubnikov-de Haas-Oszillationen auf

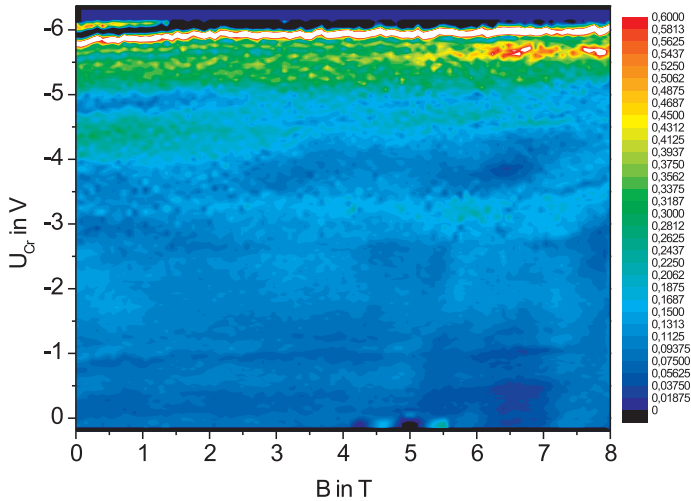


Abbildung 6.16: Ableitung der Kennlinie des Punktkontaktes nach deren Normierung auf ihr Maximum für Magnetfelder von 0 T bis 8 T ($\Delta B=0,1$ T, $U_{SG}=8$ V).

die Darstellung minimiert werden. Im Vergleich zu den bisher in dieser Arbeit untersuchten Proben waren die Splitgates dieser Probe 52 nm breit und somit 30 nm schmäler als bei den bisher untersuchten Proben. Der Abstand war 40 nm größer und lag bei 158 nm. Es kann bei diesem größeren Abstand ein höherer Leitwert beobachtet werden. Bei der gezeigten Messung war $U_{SG}=8$ V und der Leitwert betrug bei $U_{Cr}=0,2$ V maximal $7,1 e^2/h$, mindestens jedoch $5 e^2/h$ (vor der Normierung und ohne Berücksichtigung eines seriellen Widerstandes). Man erkennt, dass in Abb. 6.16 relativ breite Merkmale (bei $U_{Cr}=\text{const.}$), die von Stufen im Leitwert herrühren, vorhanden sind, und dass diese keine Magnetfeldabhängigkeit zeigen. Eine solche Abhängigkeit wird nach der Theorie für Leitwertquantisierungsstufen aber erwartet. Mit steigendem senkrechten Magnetfeld sollte eine magnetische Depopulation der elektromagnetischen Subbänder stattfinden, die sich in einer Verbreiterung und einer Verschiebung der Leitwertstufen hin zu kleineren Splitgate-Spannungen $|U_{Cr}|$ äußern sollte. Auf Grund der Tatsache, dass weder in Abb. 6.15 noch in Abb. 6.16 eine solche Verschiebung und Verbreiterung der Stufen beobachtbar ist, muss angenommen werden, dass Störstellen im, bzw. in

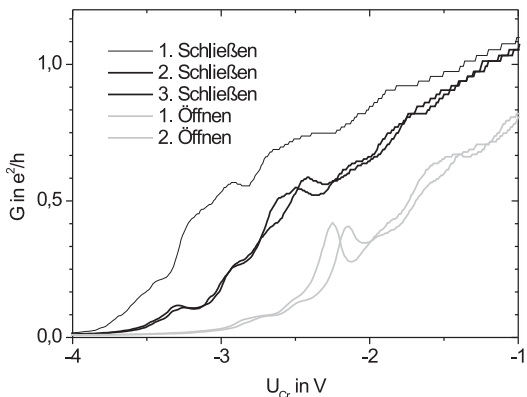


Abbildung 6.17: Unterschiede beim Öffnen und Schließen des Kontaktes

der Nähe des Kanals für die beobachteten Merkmale verantwortlich sind und der Transport durch den Kanal stark diffusiven Charakter hat.

Unterschied beim Öffnen und Schließen und Initiale Kurve

Beim Öffnen und Schließen der Splitgates wurde beobachtet (Abb. 6.17), dass die erste Messkurve beim Schließen des Gates immer einen anderen Verlauf hatte als die übrigen korrespondierenden Messkurven, wenn beispielsweise mehrfach hintereinander immer die gleiche Messung mit konstanten Parametern durchgeführt wurde. Darüber hinaus konnte man beobachten, dass eine Hysterese zwischen den Messkurven des Schließens und Öffnens existiert. Dabei war durchweg beim Schließen der Leitwert größer als beim Öffnen der Gates. Besonders ausgeprägt war die Hysterese, wenn U_{Cr} schnell verändert wurde, z.B. bei einer großen Schrittweite von U_{Cr} (im Bereich 0,1 V) bei gleicher Messzeit für den einzelnen Messpunkt (typischerweise 0,5 s). Als Ursache für dieses Verhalten kommen Umladungen von Störstellen im Oxid, aber auch an der Grenzfläche zum Silizium in Betracht, wie sie z.B. in Form von nicht abgesättigten Bindungen existieren können [Sze81]. Auf Grund der negativen Spannung an den Cr-Splitgates gelangen beim Schließvorgang nach und nach einige Elektronen in das Oxid (thermisches Oxid und PECVD-Oxid) und ändern so die Ladung der Störstellen. Beim Öffnen der Gates werden diese Störstellen entladen. Die Umladung erfolgt dabei nicht sofort, sondern wird nur wahrscheinlicher, wenn ein genügend großer Energie-

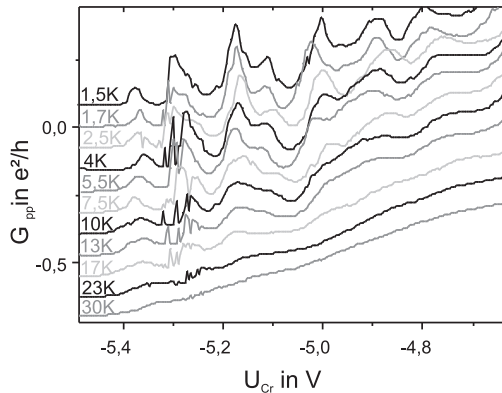


Abbildung 6.18: Temperaturabhängigkeit des Leitwertes beim Schließen des Kontaktes im Bereich vor der Abschnürung.

unterschied zwischen aktueller Fermi-Energie und Energie der Störstelle vorhanden ist. Diese zusätzliche negative Ladung vermindert die Inversion, was einen geringeren Leitwert beim Öffnen als beim Schließen zur Folge hat und daher die Kennlinie zu kleinerem $|U_{Cr}|$ verschiebt.

Des Weiteren ist in Abb. 6.17 bei $U_{Cr} = -2,25$ V beim Öffnen des Splitgates ein Peak zu finden, der in dieser Stärke beim Schließen nicht auftritt. Ein solch großer Unterschied in den Peakhöhen zwischen Öffnen und Schließen wurde nur bei dieser Probe festgestellt. Der Peak kann mit einer Lorentzkurve gefittet werden, was für resonantes Tunneln über eine Störstelle spricht. Als Störstelle kommt nach Sze [Sze81] ein Ion in Frage, welches durch die Spannungen an den Gates verschoben wird und sich auf einem Ast der hysteretischen Kennlinie näher an der Inversionsschicht befindet, was das Tunneln begünstigt.

Abhängigkeit von der Temperatur

Um weitere Informationen über die Natur der beobachteten Resonanzen und Stufen zu bekommen, wurden bei einer Probe Kennlinien beim Schließen der Splitgates zu unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen. Diese sind in den Abbildungen 6.18 und 6.20 dargestellt, die den Bereich beim vollständigen Schließen der Gates bzw. jenen nach der Definitionsstufe abdecken. Man erkennt, dass in Abb. 6.18 bei der höchsten Temperatur von 30 K alle Peaks bis auf eine kleine Intensität verschwun-

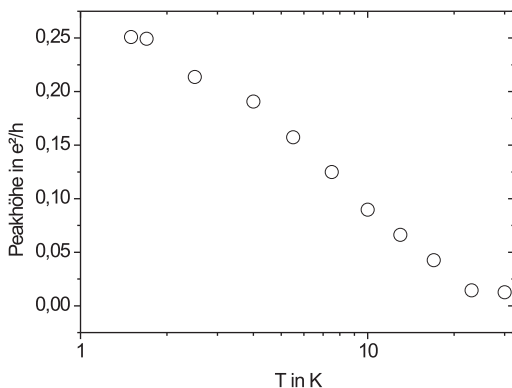


Abbildung 6.19: Höhe des Peaks bei $U_{Cr}=-5,17\text{ V}$ in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei war $B=0\text{ T}$ und $U_{SG}=6\text{ V}$, was bei $1,5\text{ K}$ zu einem Leitwert von maximal $2,1 e^2/h$ führt. Zur besseren Übersicht wurden die Messkurven für Temperaturen über $1,5\text{ K}$ jeweils um $0,08 e^2/h$ nach unten verschoben.

den sind, während in Abb. 6.20 im Bereich $U_{Cr} \geq -4\text{ V}$ keine Peaks oder Schultern mehr erkennbar sind. Bei Temperaturen $\leq 23\text{ K}$ sind in Abb. 6.18 neben den resonanzartigen Peaks auch Sprünge im Leitwert zu erkennen, deren Höhe mit abnehmender Temperatur ansteigt, ab $2,5\text{ K}$ jedoch wieder schwächer werden. Auch Fowler et al. ([Fow82], [Fow88]) beobachteten Fluktuationen im Leitwert, die bei sinkender Temperatur zunahmten. Sie schrieben dies dem Hüpfen von Elektronen von einer Störstelle zu einer anderen im Kanal zu (Mott-Hopping). Dies kann auch hier zutreffen, wobei bei den gezeigten Messkurven eine für den Transportprozess entscheidende Störstelle ab $2,5\text{ K}$ ausfriert und so diesen hüpfenden Transport unterbindet.

Die Peakhöhe der Peakstruktur bei $U_{Cr}=-5,17\text{ V}$ wurde ebenfalls untersucht. Sie steht repräsentativ für alle anderen Peaks, die sich per Augenschein gleichartig verhalten. Die Peakhöhe wurde dabei bezüglich einer linearen Approximation durch die Minima bei $U_{Cr}=-5,23\text{ V}$ und $U_{Cr}=-5,08\text{ V}$ bestimmt. Wie in Abb. 6.19 zu erkennen ist, zeigt der lineare Verlauf in der logarithmischen Darstellung eine exponentielle Abhängigkeit der Peakhöhe von der Temperatur. Dieses Verhalten kann von der verbreiterten Fermiverteilung erwartet werden. Ist die Temperatur um ΔT gestiegen, so haben die Elektronen eine um $k_B \Delta T$ höhere Energie. Die Ausdehnung lokalisierter, exponentiell abfallender Wellenfunktionen

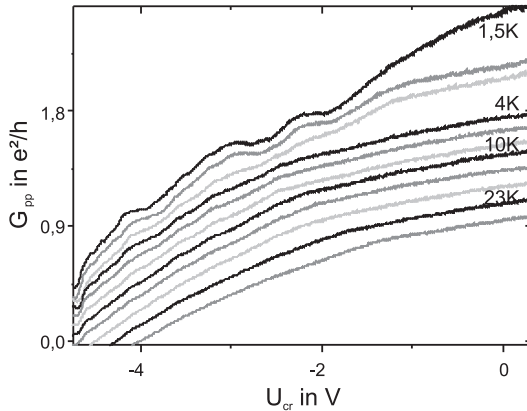


Abbildung 6.20: Temperaturabhängigkeit des Leitwertes beim Schließen des Kontaktes im Bereich nach der Definitionsstufe. Die Temperatur für die einzelnen Kurven entspricht jener aus Abb. 6.18.

wird hierdurch linear größer, was zum exponentiellen Anwachsen des Überlappintegrals führt und daher zur beobachteten exponentiellen Abnahme der Peakhöhe mit der Temperatur beiträgt.

6.3.4 Asymmetrische Einschnürungen des 2DEGs

Bisher wurden an die beiden Elektroden eines Splitgates immer die gleichen Spannungen angelegt, was dazu führt, dass sich der im 2DEG bildende Kanal idealerweise symmetrisch zwischen den Elektroden befindet. Liegt an beiden Elektroden eine unterschiedliche Spannung an, so kann der Kanal im 2DEG verschoben werden. Dabei ist die Verschiebung um so größer, je größer die Spannungsdifferenz ist. Für einen Kanal, der sehr viel länger als breit ist, wurde diese Verschiebung von Glazman et al. berechnet [Gla91]. In nullter Näherung kann deren Ergebnis einer linear von der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden abhängigen Verschiebung des Kanals Δx auch hier angewendet werden: $\Delta x = w/2(\Delta U_g/U_{Cr}^P)$. Mit einer experimentell aus Abb. 6.21 ermittelten Pinch-off-Spannung von $U_{Cr}^P = -4$ V, der Spannungsdifferenz von $\Delta U_g = 1$ V zwischen den beiden Elektroden des Splitgates und einem Splitgate-Abstand von $w = 130$ nm erhält man eine laterale Verschiebung des Kanals von $\Delta x \approx 15$ nm. Auch die langsame Veränderung der Schul-

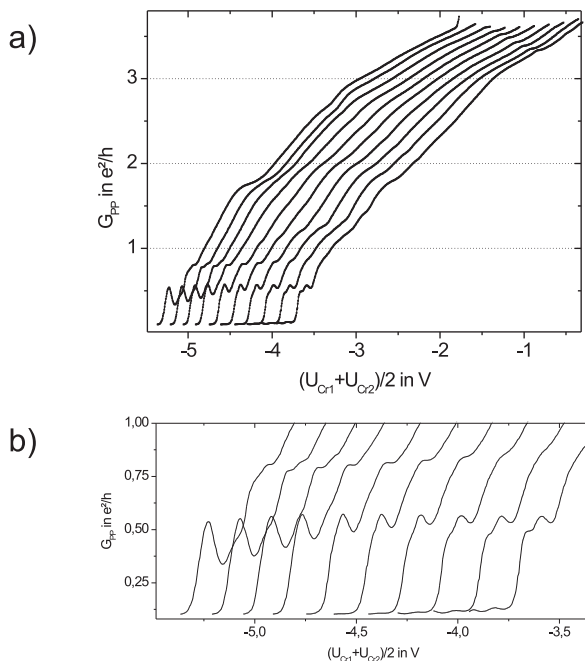


Abbildung 6.21: a) Leitwert eines Punktcontactes bei $B=0\text{ T}$ als Funktion der mittleren Spannung $(U_{Cr1}+U_{Cr2})/2$ des Splitgates. Bei der rechten Kennlinie ist $\Delta U_{Cr}=0,8\text{ V}$. Alle weiteren Kennlinien sind um $0,175\text{ V}$ jeweils nach links verschoben bis zur linken Kennlinie mit $\Delta U_{Cr}=-1\text{ V}$ Spannungsunterschied zwischen den Gateelektroden. b) Ausschnitt aus a).

tern in den Kennlinien zwischen $\Delta U_{Cr}=-1\text{ V}$ und $\Delta U_{Cr}=0,8\text{ V}$ lässt eine Verschiebung in dieser Größenordnung erwarten, da der Knotenabstand der Wellenfunktionen der niedrigsten Transmissionsmoden im Bereich von $\lambda_F/2=12\text{ nm}$ liegt. So ist beispielsweise die bei etwa $1,7\text{ e}^2/h$ bei Kennlinie $\Delta U_{Cr}=-1\text{ V}$ erkennbare Schulter erst wieder bei Kennlinie $\Delta U_{Cr}=0,8\text{ V}$ ebenso deutlich. Dazwischen ist die Schulter fast gänzlich verschwunden, was die Ursache darin haben kann, dass die Wellenfunktion eines Streuers und die der Transmissionsmode überlappen. Hierdurch findet Streuung statt, und die Schulter wird in der Kennlinie unterdrückt [Höp04].

Neben diesem Einfluss von Störstellen auf die Schultern in den Kennli-

nien ist kurz vor dem Abschnüren wieder ein Peak beobachtbar (Abb. 6.21b), der in seiner Höhe zur Kennlinie von $\Delta U_{Cr}=0,8\text{ V}$ hin deutlich abnimmt. Dies belegt, dass der Kanal von der Störstelle weg verschoben wird, über die resonantes Tunneln möglich ist. Gleichzeitig erscheint in den Kennlinien hin zu jener für $\Delta U_{Cr}=0,8\text{ V}$ direkt neben dem eben diskutierten Peak ein weiterer, der eine andere Störstelle anzeigt, über die durch die Verschiebung des Kanals resonantes Tunneln möglich wird.

6.4 Stabilität und Rauschen

In diesem Abschnitt soll kurz auf Rauschmessungen und die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse eingegangen werden. Gemeinsam ist allen Proben, dass beim Schließen der Splitgates im Leitwert zunächst breitere Schultern/Stufen sichtbar sind und im nachfolgenden Verlauf der Kennlinie stärker und schmalere ausgeprägte Schultern und Peaks beobachtbar werden. Die markantesten Peaks werden kurz vor dem Abschnüren des Kanals beobachtet.

6.4.1 Stabilität der Kennlinien nach Aufwärmzyklus

Bei $U_{SG}=5\text{ V}$ wurden an derselben Probe die in Abb. 6.22 abgebildeten Messungen durchgeführt. Zwischen den Messungen blieb die Probe für mehrere Wochen bei Raumtemperatur in He-Atmosphäre im Kryostat eingebaut. Man erkennt im oberen Teil der Abb. 6.22 einen bei $U_{Cr}=-5\text{ V}$ einsetzenden Leitwert, während dies im unteren Teil bei $-4,5\text{ V}$ der Fall ist. Dies wird auf eine Änderung der Ladung im Oxid zurückgeführt, was zu einer Änderung der Feldstärke bei gleichen Gatespannungen führt. Auch im weiteren Verlauf der Kennlinien zeigen sich Unterschiede. So finden sich in beiden Abbildungen im Bereich $U_{Cr} < -3\text{ V}$ zunächst stärker ausgeprägte Maxima und Minima, die sich aber in Stärke und Anzahl unterscheiden. Als Grund für diese Unterschiede in den Messungen kommen Verunreinigungen wie z.B. Natriumatome im Oxid in Betracht, die bei Raumtemperatur im Oxid verschiebbar sind und so die Potentialkonfiguration des Kontaktes ändern können [Sze81]. Bei $B=6\text{ T}$ und $U_{Cr}=-2,8\text{ V}$ zeigt sich in beiden Abbildungen ein ausgeprägtes Maximum, das im Gegensatz zu den Peaks beim Einsetzen des Leitwertes nur in diesem Magnetfeldbereich beobachtbar ist. Stufen im Leitwert, die sich bei Erhöhung des Magnetfeldes in Richtung der Definitionsstufe verschieben, können in beiden Messungen nicht beobachtet werden, was für einen stark diffusiven Transport im Kanal spricht.

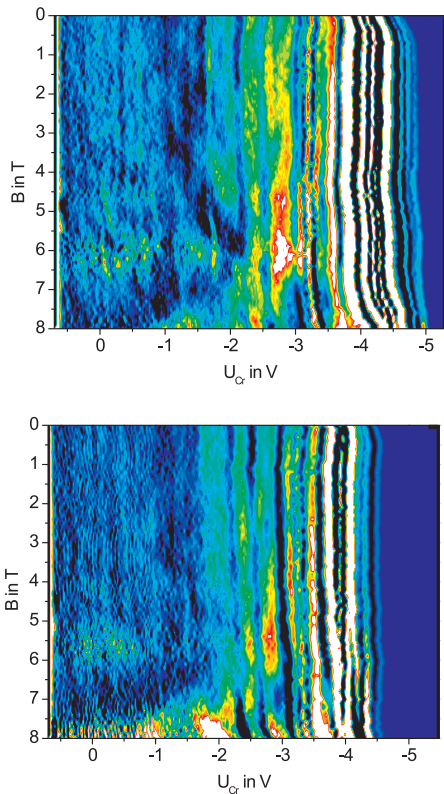


Abbildung 6.22: Dargestellt ist die Ableitung des Leitwertes nach U_{Cr} . Zwischen der oberen Messung und der unteren an derselben Probe liegen mehrere Wochen, in denen die Probe bei Raumtemperatur in He-Atmosphäre im Kryostat verblieben war.

6.4.2 Quasicharakteristiken

Niederfrequentes Rauschen wurde in dieser Arbeit nicht näher untersucht. Dennoch konnten Phänomene wie Random-Telegraph-Rauschen in Kennlinien beobachtet werden. Diese sind in Abb. 6.23 dargestellt und wurden beim langsamen Erwärmen der Probe aufgenommen. Teil b) und c) der Abbildung sind dabei Ausschnitte aus a). Man erkennt in den Abbildungen ein Springen zwischen zwei Kennlinien. Dieses Hin- und Herspringen zwischen zwei Kennlinien eines Quantenpunktkontaktes wiesen

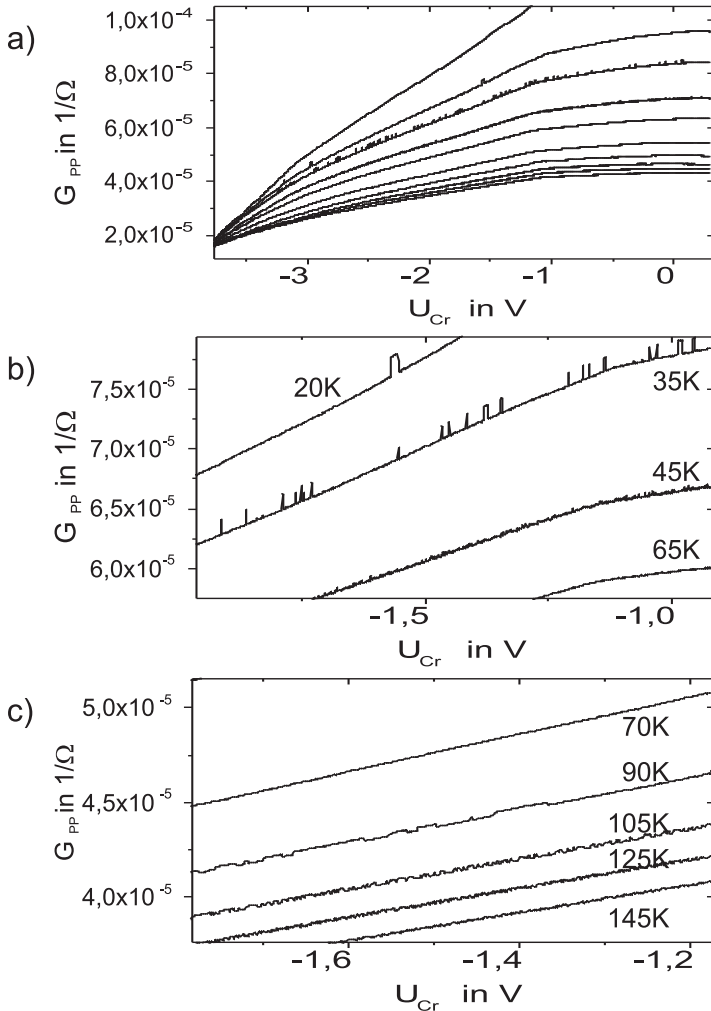


Abbildung 6.23: Quasicharakteristiken in der Kennlinie eines Quantenpunktkontaktes bei verschiedenen Temperaturen. b) und c) sind Ausschnitte aus a). Im 1-s-Takt wurden bei einer Schrittweite von $\Delta U_{Cr}=1$ mV die Kennlinien bei $U_{SG}=6$ V aufgenommen. Die Temperatur erhöhte sich näherungsweise linear. b) oberste Kennlinie: ca. 20 K, unterste Kennlinie ca. 65 K. c) oberste Kennlinie ca. 70 K, unterste Kennlinie ca. 145 K.

Cobden et al. bei ihren Untersuchungen an einem Quantenpunktkontakt in einer AlGaAs-Heterostruktur einer sich umladenden Störstelle zu, die sich in einem nichtleitenden Bereich ihres Kontaktes befindet [Cob91]. Der Effekt des Besetzens und Entleerens dieses Zustands ist eine Änderung des mittleren elektrischen Potentials des Quantenpunktkontaktes relativ zur Fermi-Energie, was den Leitwert des Kontaktes in Bruchteilen von e^2/h ändert. Bereits in Abb. 6.10c konnte in der Messkurve an der mit einem Pfeil markierten Stelle ein solches Umbesetzen eines Zustands beobachtet werden.

Neben dem Auftreten von diesen so genannten Quasicharakteristiken kann man deutlich erkennen, dass in b) das Rauschen zunächst mit der Temperatur von der obersten zur zweitobersten Kennlinie zunimmt, dann so schnell zwischen zwei Zuständen hin und her springt, dass es in dieser Messung nicht mehr exakt aufgelöst werden konnte, bis es in der untersten Kennlinie von Abb. b) fast und in der obersten Kennlinie von c) komplett verschwunden ist. Die Störstelle ist bei diesen Temperaturen vollständig ionisiert und eine Besetzung ist nicht mehr möglich. In c) kann man bei höheren Temperaturen wieder ein Einsetzen des Rauschens beobachten. Offenbar wird bei den höheren Temperaturen eine weitere Störstelle ionisiert. Mehr als 2 Schaltzustände im Rauschen, was ein Hinweis auf zwei sich gegenseitig beeinflussende Störstellen wäre, wie dies in [Cob91] berichtet wird, können hier nicht beobachtet werden.

6.4.3 Rauschen

Bei der im vorangegangenen Abschnitt untersuchten Probe wurden neben dem Random-Telegraph-Rauschen keine weiteren Rauschmerkmale bei Kennlinien des Quantenpunktkontaktes gefunden. Einzig ein leichter Versatz der Kennlinien relativ zueinander um maximal $\Delta U_{Cr}=30$ mV konnte registriert werden. Die Ursache hierfür wird in diesem Abschnitt an Hand einer weiteren Probe diskutiert, die weit mehr Rauschmerkmale aufwies.

In Abb. 6.24 oben ist eine Messung einer Kennlinie eines Punktkontaktes in rot dargestellt. Dabei wurde nur der Bereich ab $U_{Cr} < -4,9$ V gemessen, da sich nur in diesem Bereich vor dem Abschnüren des Kontaktes besonders viele Merkmale, d.h. Peaks, und Rauschen beobachten ließen. Bei der zweiten dargestellten Messkurve wurde die Spannung an den Splitgates, beginnend mit -6 V nach Messung der eben beschriebenen Kennlinie, für je 750 s konstant gehalten und der Spannungsabfall an den Potentialabgriffen im 0,5-Sekundentakt gemessen. Anschließend wurde

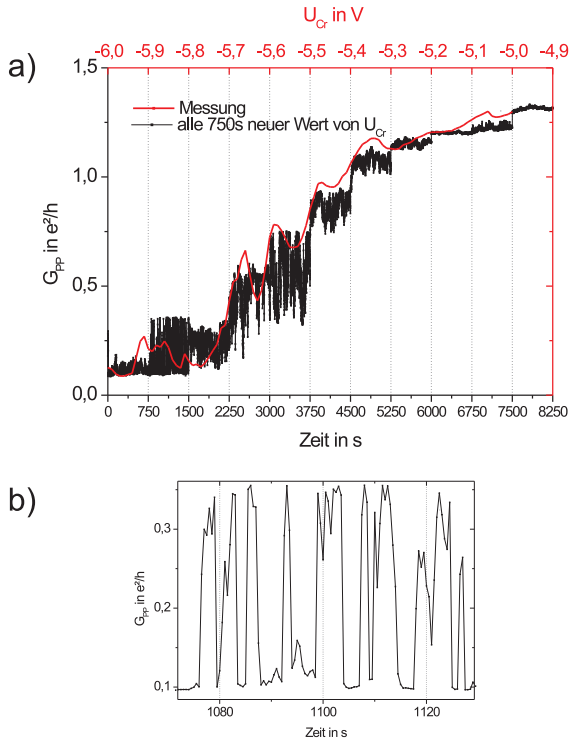


Abbildung 6.24: Rauschen am Pinch-off. a) Bei dieser Messung wurden die Splitgates mit $U_{Cr} = -5$ V beginnend geschlossen, bis $U_{Cr} = -6$ V war. Dann wurde die Spannung U_{Cr} in Schritte von 0,1 V erhöht. Bei jedem Spannungswert wurden für 750 s alle 0,5 s der Spannungsabfall und daraus der Leitwert des Kontaktes bestimmt. b) Ausschnitt aus a): Man erkennt einen Bereich, in dem Random-Telegraph-Rauschen auftritt.

U_{Cr} jeweils um 0,1 V erhöht und wieder die Fluktuationen im Leitwert bestimmt, bis $U_{Cr} = -5$ V. Man erkennt, dass im Gegensatz zur rot dargestellten Kennlinie ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes Rauschen beobachtbar ist. Ausgehend von der Kennlinie erwartet man, dass kein Rauschen auftritt und die schwarz dargestellte Messkurve in den Bereichen zwischen den Spannungssprüngen bei festem U_{Cr} konstant auf dem zugehörigen Leitwert der Kennlinie für die entsprechende Splitgate-Spannung verbleibt. Eine Hysterese zwischen dem Öffnen und Schließen

des Kontaktes ist aber, wie in Abschnitt 6.3.3 diskutiert wurde, zu erwarten. Bei den jeweiligen festen Spannungen von U_{Cr} beobachtet man hingegen ein sehr unterschiedlich ausgeprägtes Rauschen. Während die größten Rauschamplituden bei $U_{Cr}=-5,6\text{ V}$ beobachtet werden können, ist bei $U_{Cr}=-5,2\text{ V}$ das Rauschen fast gänzlich verschwunden. In den benachbarten Spannungsbereichen ist aber stärkeres Rauschen erkennbar. Derartige Beobachtungen werden auch beim Übergang von einer Leitwertstufe zur nächsten beobachtet [Cob91]. Im Übergangsbereich tritt Rauschen auf, aber auf den Plateaus der Stufen wird es unterdrückt, wenn ein 1D-Subband vollständig gefüllt ist [Tim90].

Bei der hier gezeigten Messung findet man bei $U_{Cr}=-5,9\text{ V}$ ein Random-Telegraph-Rauschen, das in Abb. 6.24b separat dargestellt ist. Im Wesentlichen ist ein Schalten zwischen zwei Zuständen bei dieser Splitgate-Spannung vorhanden, dem aber weitere Fluktuationen überlagert sind. Die Wahrscheinlichkeit, einen Zustand mit niedrigem Leitwert vorzufinden, wurde zu 0,5 für den gesamten Bereich (zwischen 750 s und 1500 s) und $1/3$ für die Daten des Bildausschnitts aus Abb. 6.24 bestimmt. Bei einer Temperatur von 1,5 K kann mit Gleichung 2.71 unter der Annahme, dass beide beteiligten Niveaus einen Entartungsgrad von 1 haben (also $g = 1$ in Gl. 2.71), ein energetischer Abstand der Störstelle von der Fermi-Energie von 0 bzw. 0,09 meV berechnet werden. Er ist damit im Bereich, der sich bei 1,5 K mit $k_B T = 0,13\text{ meV}$ erwarten lässt. Nach Ralls et al. kommt eine an der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumoxid gelegene Störstelle für das Random-Telegraph-Rauschen in Frage [Ral84]. Diese kann auch ein Dotieratom sein, da bei der Substratdotierkonzentration von ca. $1 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{cm}^3}$ im Kanalbereich mit einem abgeschätzten Volumen von $200\text{ nm} \times 100\text{ nm} \times 50\text{ nm}$ ein Bor-Atom statistisch zu erwarten ist.

Ein anderer Einfluss von Störstellen auf die Messungen ist in Abbildung 6.25 dargestellt. Man erkennt, dass sich der Verlauf der Kurven bis auf das Rauschen sehr gut reproduziert, jedoch sind sie bei $U_{SG}=6,4\text{ V}$ um 20 mV zueinander versetzt, bei $U_{SG}=6,75\text{ V}$ jedoch in die andere Richtung um ca. 40 mV verschoben. Dies zeigt, dass neben den fluktuierenden Besetzungen von Elektronenfallen, die u. a. zu einem Random Telegraph Rauschen und Quasicharakteristiken führen, auch Störstellen vorhanden sind, die die Kennlinien lateral verschieben. Dies kann dadurch erfolgen, dass sich eine Störstelle nah am Punktkontakt im nicht leitenden Bereich befindet und die negative Ladung eines Elektrons bei Besetzung des Zustands den Punktkontakt weiter schließt. Bei der hier dargestellten Messung ist mit einem Pfeil jene Stelle markiert, an der sich die Ladung

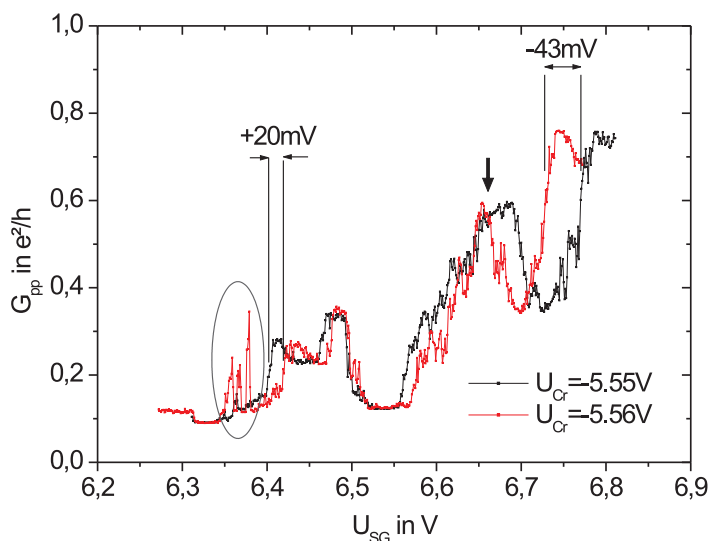


Abbildung 6.25: Die zwei dargestellten Messkurven sind zueinander verschiedenartig versetzt, da Störstellen umgeladen werden. Ein solches bei der Messung aufgetretenes Ereignis ist mit einem Pfeil markiert. Die Datenpunkte sind in 1 mV Schritten mit einer Geschwindigkeit von zwei Punkten pro Sekunde aufgenommen worden. U_{Cr} unterscheidet sich bei beiden Kurven um 10 mV.

solch einer Störstelle ändert und die Messkurve verschiebt. Dies ist aber nicht der einzige Moment beim Messen der Kennlinie, wo eine derartige Verschiebung stattfindet. So hat beispielsweise auch bei $U_{SG}=6,475$ V eine Umladung stattgefunden, wodurch die beiden dargestellten Kennlinien übereinander verlaufen.

6.5 Messungen im Entmischungskryostat

Die bisher präsentierten Messungen fanden alle bei Temperaturen von 1,5 K oder höher statt. Die in diesem Abschnitt gezeigte Messung wurde in einem Entmischungskryostat durchgeführt. Die Basistemperatur der Kammer hatte dabei 100 mK. Bei dieser Temperatur sind noch weniger Phononen als bei 1,5 K vorhanden, was die mittlere freie Weglänge erhöht und die Wahrscheinlichkeit steigert, bei den hergestellten Quan-

tenpunktkontakten ballistischen Transport beobachten zu können.

6.5.1 Abhängigkeit vom Magnetfeld

Um ballistischen Transport und die damit verbundenen Leitwertstufen nachzuweisen, wurden bei einer Spannung von $U_{SG}=4,1$ V Kennlinien des Punktkontaktes aufgenommen und in Abb. 6.26 dargestellt. Dabei wurde das senkrechte Magnetfeld von 0 bis 6,5 T erhöht. Da das Messsignal sehr gestört war, wurde die Ableitung nach U_{Cr} über 11 Datenpunkte gemittelt und in Abb. 6.26a dargestellt. Die in Abbildung 6.26a mit S markierten Streifen, die mit zunehmenden B deutlicher und breiter werden, sind parallel zur U_{Cr} -Achse und kennzeichnen wiederum Shubnikov-de Haas-Oszillationen. Neben den Schultern A, B und C, die im Bereich $U_{Cr} < -5$ V beobachtbar und in ihrer Position bezüglich U_{Cr} nicht von B abhängig sind, ist bei $B=0$ T und $U_{Cr}=-1$ V eine Schulter (D) in der Messkurve beobachtbar, die sich mit Erhöhung des Magnetfeldes hin zur Definitionsstufe verschiebt (Abb. 6.26b). Eine solche Verschiebung wird für Leitwertstufen vorhergesagt [vW88a], [Gla89].

Wird ein serieller Widerstand von 3500Ω bzw. 6800Ω angenommen, so kann die beobachtete Stufe D auf $4 e^2/h$ bzw. $8 e^2/h$ angehoben werden (s. Abb. 6.27). Beide Widerstandswerte bewegen sich in dem Rahmen, wie sie aus anderen Messungen für den Widerstand des 2DEGs erwartet werden. Die beobachtete lineare Verschiebung von Schulter D deckt sich mit der beobachteten (linearen) Verschiebung der zweiten Leitwertstufe durch Änderung der Magnetfeldstärke bei van Wees et al. [vW88a]. Bei $U_{Cr}=-8$ V ist, wie in Abbildung 6.27 erkennbar, bei einer entsprechenden Korrektur der Leitwert immer größer als $4 e^2/h$ und die erste Leitwertstufe wäre bei $B=0$ T nicht mehr im untersuchten Spannungsbereich für U_{Cr} . Bei höheren Magnetfeldern wäre eine Verschiebung dieser Stufe hinein in den ohne Beschädigung der Probe zugänglichen Spannungsbereich von U_{Cr} möglich (s. dazu Abschnitt 6.2.1), würde aber durch die ausgeprägten Merkmale A und B überdeckt werden. Somit sind diese Beobachtungen starke Hinweise auf einen erstmalig elektrostatisch in einer Inversionsschicht eines Silizium-MOSFETs realisierten ballistischen Quantenpunktkontakt.

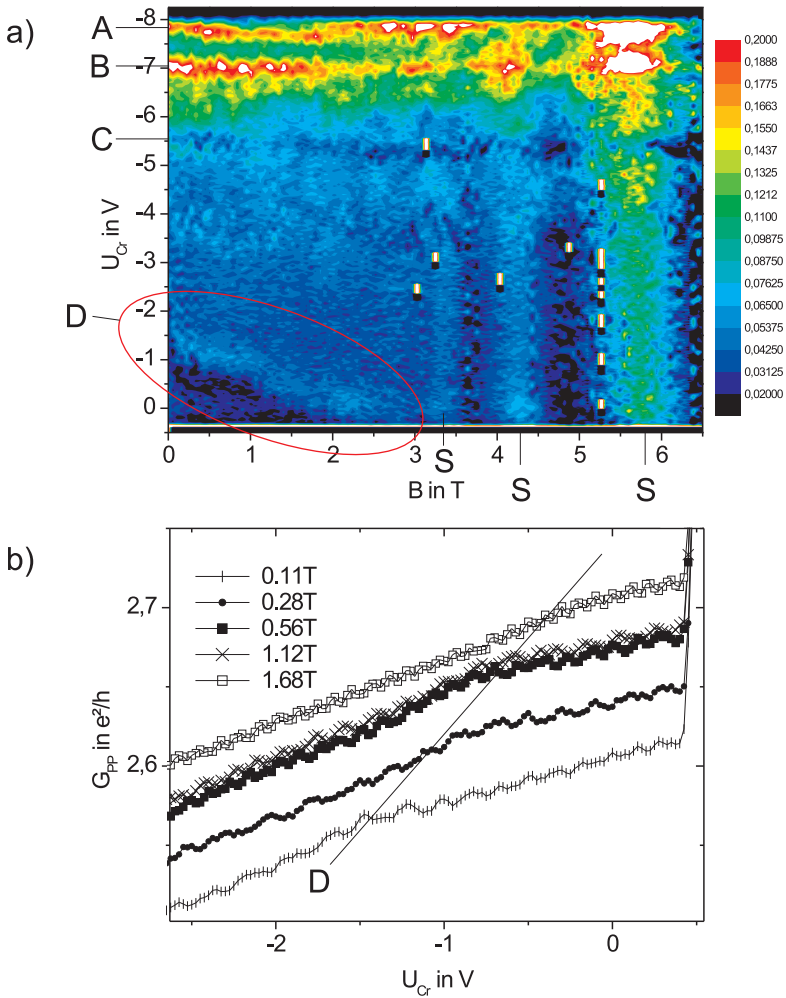


Abbildung 6.26: a) Verschiebung einer Leitwertstufe im Magnetfeld ($U_{SG}=4,1$ V): Bei $B=0$ T und $U_{Cr}=-1$ V ist eine Schulter (D) beobachtbar, die sich bei Erhöhung des Magnetfeldes hin zu positivere Spannungen von U_{Cr} verschiebt. Ein solches Verhalten wird für Leitwertstufen eines Quantenpunktkontaktes erwartet. Merkmale A, B und C verändern hingegen ihre Position bezüglich U_{Cr} nicht bei Änderung der Magnetfeldstärke. b) Messkurven des Punktkontaktes für einige Magnetfelder. Aus solchen Messkurven wurde durch Glättung und Ableitung Abbildung a) gewonnen.

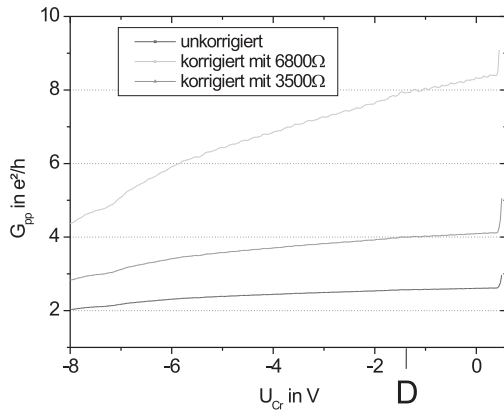


Abbildung 6.27: Leitwertkennlinie des Punktkontaktes aus Abb. 6.26 bei $B=0T$ mit Korrektur durch Berücksichtigung eines seriellen Widerstandes.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Eine lange Lebensdauer von Kern- und Elektronenspins ist wesentlich für die Realisierbarkeit eines auf ^{28}Si (Kernspin 0) basierenden Quantencomputers mit eingebetteten ^{31}P -Atomen (Kernspin $\frac{1}{2}$) als Qubit-Implementation, wie er von Kane vorgeschlagen wurde [Kan98]. Durch Streuung, bei der sich die Spinorientierung ändert, verkürzt sich die Lebensdauer der Elektronenspins. Zur Untersuchung solcher Streuprozesse, insbesondere der Wechselwirkung von Elektronenspins mit Kernspins, dient das Konzept eines von Wald et al. verwendeten Bauelements [Wal94]. Es besteht aus zwei hintereinander angeordneten Splitgates, die ein unter ihnen vorhandenes zweidimensionales Elektronengas elektrostatisch verarmen und so zwei ballistische Quantenpunktkontakte erzeugen, da die mittlere freie Weglänge jeweils größer als die Länge der entstandenen Kanäle und deren Breite in der Größenordnung der Fermi-Wellenlänge der Elektronen sein soll. Durch die Wahl einer geeigneten Spannung an den Splitgates konnten Wald et al. in hohen Magnetfeldern den Kanal so weit verengen, dass sie Elektronen mit nur einer Spinorientierung, die sich in Randzuständen des 2DEGs befinden, auswählen konnten. Mit ihren Spinstreuexperimenten, die sie in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur durchführten, konnten sie die Wechselwirkung von Elektronenspins mit den Kernspins von Ga und As untersuchen.

Um dieses Bauelementkonzept in Silizium verwirklichen zu können, muss ein einzelner Quantenpunktkontakt in Silizium realisierbar sein. Daher wurde in dieser Arbeit zunächst ein Prozess entwickelt, mit dem ein 2DEG in der Inversionsschicht eines MOSFETs erzeugt werden kann. Die elektrische Charakterisierung dieser Hallbar-Bauelemente fand in

einem He-Kryostat bei 1,5 K und Magnetfeldern von bis zu 8 T statt. Messungen von Shubnikov-de Haas-Oszillationen und Stufen in der Hall-Spannung (Quanten-Hall-Effekt) zeigen, dass ein 2DEG realisierbar ist und der Zugang zu spinpolarisierten Elektronen besteht, da eine Spinaufspaltung des ersten Landau-Niveaus beobachtbar war. Spinaufspaltung konnte auch an Bauelementen ohne Feldoxid beobachtet werden, wodurch die Zahl an nötigen optischen Maskenebenen bei Splitgate-Bauelementen auf vier begrenzt werden konnte.

Splitgates aus Chrom wurde mittels Elektronenstrahlolithographie und nachfolgendem Lift-off in die Bauelemente integriert. Um den Gesamtprozess einfach zu halten, war eine Vertauschung von Oxidationsschritt und Dotierschritt und zusätzlicher Parameteranpassung (Temperatur, Dauer) notwendig. Shubnikov-de Haas- und Quanten-Hall-Messungen an diesen Splitgate-Bauelementen zeigen ebenfalls Spinaufspaltung. Der differentielle Leitwert G des mit den Splitgates definierten Kanals zeigt beim Öffnen bzw. Schließen des Kanals im Bereich $G < e^2/h$ Peaks, die als Längenresonanzen, welche durch Reflexion am Anfang und am Ende des Kanals hervorgerufen werden, interpretiert werden. Im Bereich $G > e^2/h$ findet man bei allen Splitgate-Bauelementen Schultern im Kurvenverlauf, die bei allen Magnetfeldern bei der gleichen Splitgate-Spannung auftreten. Eine Verschiebung von Stufen im Leitwert hin zu positiveren Splitgate-Spannungen bei zunehmender Stärke des Magnetfelds wäre für einen ballistischen Quantenpunktkontakt erwartet worden. Der Transport im Kanal ist folglich diffusiver Natur. Einflüsse von Störstellen auf den Transport zeigen sich durch die Beobachtung von Random Telegraph Rauschen, spontanen Verschiebungen der Leitwertkennlinien um ΔU_{Cr} und bei Verschiebungen des Kanals, wenn zwischen den Elektroden des Splitgates ein konstanter Spannungsunterschied beim Schließen vorhanden ist, der für verschiedene Kurven variiert wird. Peaks, die auf Grund ihrer Form auf resonantes Tunneln über eine Störstelle im Kanal hindeuten, wurden ebenfalls identifiziert.

Um die mittlere freie Weglänge der Elektronen zu erhöhen, wurden Transportmessungen in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten bei einer Basistemperatur von 100 mK durchgeführt. Dabei wurde eine Stufe im Leitwert beobachtet, die die oben beschriebene Magnetfeldabhängigkeit für Leitwertstufen eines Quantenpunktkontaktes zeigt. Nach Berücksichtigung eines plausiblen Spannungsabfalls über dem 2DEG kann der Leitwert der Stufe auf $4e^2/h$ oder $8e^2/h$ korrigiert werden. Dies ist bis jetzt der stärkste Hinweis auf ballistischen Transport in einem elektrostatisch in der Inversionsschicht eines Silizium-MOSFETs erzeugten

Quantenpunktkontakt und bisher in der Literatur nicht berichtet worden.

Anhang A

Parameter und Abmessungen

A.1 Parameter für die Herstellung von Hallbar- und Splitgate-Proben

In diesem Teil des Anhangs werden die genauen Parameter für die einzelnen Herstellungsschritte für die in dieser Arbeit untersuchten Proben aufgeführt. Da die Parameter für Hallbar- und Splitgate-Proben sehr ähnlich sind, werden die Besonderheiten und Unterschiede bei der Herstellung mit Hilfe von Fußnoten¹ ² unterschieden. Die Reihenfolge der erläuterten Schritte folgt dabei der Herstellung, wobei die Parameter für häufiger durchzuführende Schritte wie z.B. Reinigungen, nur einmal aufgeführt sind. Die Herstellungsschritte für Splitgate-Proben sind an die von Khoury et al. berichteten angelehnt [Kho00] [Gun00].

¹bei Hallbar-Proben

²bei Splitgate-Proben

Ausgangsmaterial	Si(100)-Wafer mit ^{1,2} (50 nm) und ohne ¹ Oxid, 10-14 Ωcm, p-Type (Bor), Dicke 525±15 μm, gebrochen in Stücke von ca. 2,5 cm×2,5 cm
Reinigung I ^{1,2}	<ol style="list-style-type: none"> 1. Ausgangsmaterial abblasen 2. Abspülen mit Aceton mit Ultraschall(US) 3. Abspülen mit Isopropanol mit US 4. Abspülen mit deionisiertem H₂O 5. Trockenblasen mit N₂
Reinigung II ^{1,2}	<p>RCA-Reinigung (vor der Oxidation)</p> <p>RCA1: NH₄OH(25%):H₂O₂(31%):H₂O=1:1:5 ca. 75°C, 10 min spülen in H₂O</p> <p>RCA2: HCl(37%):H₂O₂:H₂O=1:1:6 ca. 75°C, 10 min spülen in H₂O</p> <p>HF-Dip bis Silizium-Dummy oder Rückseite hydrophob ist in HF(50%):H₂O=1:10 in H₂O zum Oxidationsofen transportieren</p>
Reinigung III ^{1,2}	Nach Lithographie mit Strukturübertragung abspülen mit Aceton, Isopropanol, und deionisiertem H ₂ O, Trockenblasen mit N ₂
Oxidation	<p>mit LP Thermtech Sirius Maxi 9000 Oxidationsofen.</p> <p>Gateoxid^{1,2} Hochheizen mit 8,3°C/min, halten der Temperatur (1050°C¹ bzw. 900°C²), nach 15 min: Start der Oxidation mit Fluss von 21/min O₂ für 20 min für 50 nm Gateoxid¹ bzw. 55 min für 18 nm Gateoxid² danach O₂ schließen und N₂ öffnen und die Temperatur für 15 Minuten halten, dann abkühlen mit 2,3°C/min.</p> <p>Feldoxid¹ wie Gateoxid, jedoch bei 1050°C 14 h oxidiert, Dicke: 380 nm-400 nm</p>
Optische Lithographie ^{1,2}	Dehydrieren ≥ 10 min bei 165°C auf Heizplatte, dann zum Abkühlen auf Wafer legen und auf Lackschleuder ansaugen

Haftvermittler

HMDS eine Minute einwirken lassen, dann mit den Parametern des Belackens abschleudern

Belacken

mit¹ ma-P 215s bzw. mit² ma-P 1215 von Microresist

1. 2000 U/min. Beschl.: 9 10 s

2. 5000 U/min. Beschl.: 3 40 s

Trocknen

90°C, 5 Minuten auf Heizplatte

Belichten

mit Karl Süß MJB3, Hg-Dampflampe, Kontaktbelichtung

24 s bei ma-P 215s¹

21 s bei ma-P 1215²

Entwickeln

Probe 30 s in ma-D 371 von Microresist schwenken¹

bzw. 12 s in MF-26A von Rohm und Haas schwenken²

Abspülen^{1,2} mit H₂O und Trockenblasen mit N₂

**Elektronenstrahl-
lithographie²****Belacken**

PMMA Dupont Elvacite 2041, Molekulargewicht 496k, gelöst in MIBK mit Filter Milex-FG 0,20 µm, Ø25 mm auf Probe aufbringen

1. 1600 U/min. Beschl.: 9 15 s

2. 5750 U/min. Beschl.: 3 45 s

Belichtung

mit Philips REM XL30 mit Mustergenerator

Beschleunigungsspannung: 30 kV

Fokussieren an Kratzer

125 µm Feld: Flächendosis: 246 µC/cm²

Kontaktpads zu den Ti/Al-Zuleitungen:
290 µC/cm²

25 µm Feld: Flächendosis 251 µC/cm² (Strukturen >1 µm)

328 µC/cm² (Strukturen <1 µm)

Splitgates: Liniendosis 1,28 nC/cm

Entwickeln

1. Probe 135s schwenken in Isopropanol:MIBK=3:1, T=22°C
2. 60 s abspülen mit Isopropanol
3. Trockenblasen mit N₂

Nasschemisches Ätzen ^{1,2}	<p>Siliziumoxid^{1,2}: in gepufferter Flusssäure (Ammoniumflourid-Ätzmischung (AF)), Dauer so lange wie bei Dummy zum Entfernen von Oxid nötig ist/ Oberfläche hydrophob ist. AF-Dip vor Ti/Al-Aufdampfen^{1,2} oder zur Entfernung von Phosphorsilikatglas^{1,2}: 2s in AF</p> <p>zum Kontaktöffnen²: s. RIE</p>
Poly-Silizium ¹	<p>Abscheidung im Ofen PEO-603 von ATV Technologie</p> <p>630°C, 1,2 mbar, 10 min 45 s, 2% SiH₄ in Trägergas N₂, zusätzlich N₂-Fluss um den Reaktor</p>
RIE ^{1,2}	<p>mit Oxford Plasmalab 80 plus RIE System</p> <p>O₂ 6,5 sccm, CHF₃ 45,2 sccm, 120 W, 74 mTorr</p> <p>Poly-Silizium + Gateoxid¹: 3:45 Minuten</p> <p>Marker²: 6 min ≈ 180 nm</p> <p>Rückseite^{1,2}: 4 min</p> <p>zum Kontaktöffnen²: erst 2 min RIE, dann gepufferte HF bis Dummy hydrophob + 10s extra</p>
Aufdampfen ^{1,2}	<p>mit Balzers Aufdampfanlage</p> <p>Chrom für Splitgates²</p> <p>Basisdruck < 5 · 10⁻⁶ mbar, Strom e-gun-Emission¹=20 mA</p> <p>bei Rate von 0,1-0,2 nm/s, 17-20 nm, tooling=1,3</p>

Titan/Aluminium^{1,2}

Ti: Basisdruck $< 8 \cdot 10^{-6}$ mbar, Strom e-gun-Emission¹=50 mA bei Rate von 0,05 nm/s, 30 nm, tooling=1,67

bzw. Strom durch Schiffchen² = 5,5-8 A bei 0,1 nm/s, 50 nm, tooling=2

Al: direkt nach Ti-Aufdampfung, Strom durch Schiffchen = 5,5-6 A, 300 nm¹ bzw. 200 nm², tooling = 2

Lift-off^{1,2}

1. Probe in Aceton stehen lassen
2. ohne trocknen zu lassen mit Aceton abspülen, im Acetonbad unter Mikroskop kontrollieren, ggf. Ultraschall (bis zu 1 min)
3. ggf. 2. wiederholen
4. Abspülen mit Isopropanol
5. Trockenblasen

PECVD-Oxid-Abscheidung²

N₂O 500 sccm, SiH₄ in N₂ 480 sccm entspricht 9,6 sccm SiH₄
 25 W, 300°C, 1 Torr, 90 s
 Temperung: in Lindberg Ofen bei 700°C dabei je 5 min am Eingang des Rohres, im Zentrum und wieder am Eingang,
 N₂=60 Skt, dadurch von d=80 nm verdichtet zu d=69 nm, dabei Brechungsindex von n=1,78 zu n=1,95 erhöht

Dotieren^{1,2}

im Lindberg Hevi Duti Diffusionsofen
 Proben im Schiffchen zwischen 4 Phosphor-Diffusionsscheiben von Saint-Gobain Advanced Ceramics, PDS Phosphorus PH-900,
 Trägergas Argon: 30 Skt, 5 min Anfang des Ofens^{1,2}, 30 min¹ bzw. 120 min² in der Mitte, danach 5 min am Anfang^{1,2}, ¹T=900°C bzw. ²T=950°C

Formiergas-temperung^{1,2}

Temperofen Heraeus ROK/A 4/30
 im Formiergasrohr für 15 Minuten bei ¹T=425°C bzw. ²T=400°C, Zusammensetzung: H₂: 20%; N₂: 80%, Fluss: 30 Skt

Sägen ^{1,2}	Disco automatic dicing saw DAD 321 work thickness 0,6 mm, tape thickness 0,08 mm, blade height 0,075 mm, z-axis down speed 1 mm/s, 30000 rpm, feed speed 1 mm/s, cut mode A Sägeblatt 27HFDD
Einkleben ^{1,2}	Ein kleiner Tropfen Silberleitkleber „Quick Drying Silver Paint G3691, AGAR SCIENTIFIC LTD.“ in 18 Pin DIL Chip carrier von NGKNTK, Probe einsetzen
Bonden ^{1,2}	mit Hymer Hybond 572A Bonddraht 25 μm Durchmesser Al, T=120°C, Tail=3, Pull=1, US-Leistung=low, Test=0,13, Höhe vom Fuß zum Rand der Fassung=7,8 cm 1. Bond auf IC-Träger US=1,4 time=2 force=0,5 2. Bond auf Bondpad US=1,8 time=1 force=0

A.2 Abmessungen der Splitgate-Devices

Die Abmessungen der Bauelemente mit optionalen Splitgates sind in Abb. A.1 in μm angegeben. Dabei ist Maskenebene 1 schwarz, Ebene 2 dunkelgrau, Ebene 3 hellgrau und Ebene 4 weiß dargestellt.

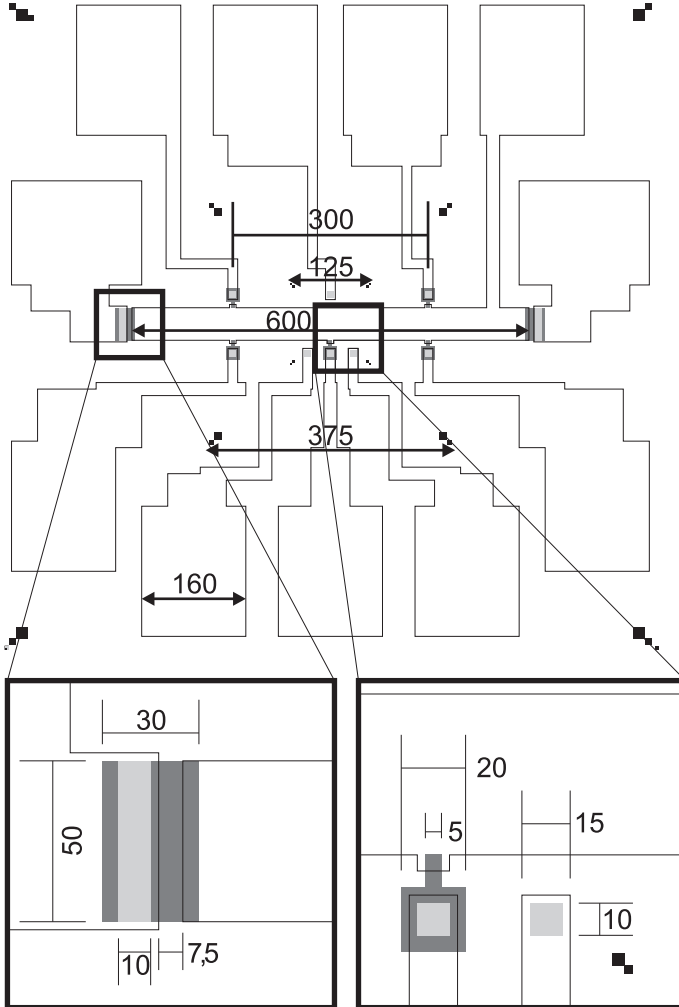


Abbildung A.1: Dimensionen der Chrom-Splitgate-Bauelemente in μm .

Literaturverzeichnis

- [Aho97] M. Ahoujja, S. Elhamri, R. S. Newrock, D. B. Mast, W. C. Mitchel, I. Lo, und A. Fathimulla. *Multiple subband population in delta-doped AlAsSb/InGaAs heterostructures*. Journal of Applied Physics, **81** (3), 1609–1611 (1997)
- [Alt03] T. Altbäumer. *persönliche Mitteilung* (2003)
- [And74] T. Ando und Y. Uemura. *Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields*. Journal of the Physical Society of Japan, **37** (4), 1044–1052 (1974)
- [And82] T. Ando, A. B. Fowler, und F. Stern. *Electronic properties of two-dimensional systems*. Reviews of Modern Physics, **54** (2), 437–672 (1982)
- [Aok81] H. Aoki. *Effect of localization on the hall conductivity in the two-dimensional system in strong magnetic fields*. Solid State Communications, **38** (11), 1079–1082 (1981)
- [Aug00] R. Augke. *Zusammenhänge zwischen elektrischen Eigenschaften und geometrischen Parametern von Silizium-Coulomb-Blockade-Strukturen*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen (2000)
- [Azb83] M. Y. Azbel. *Eigenstates and properties of random systems in one dimension at zero temperature*. Phys. Rev. B, **28**, 4106 (1983)
- [Bac01] A. Bachtold, P. Hadley, T. Nakanishi, und C. Dekker. *Logic Circuits with Carbon Nanotube Transistors*. Science, **294**, 1317–1320 (2001)

- [Bag92] P. F. Bagwell, S. L. Park, A. Yen, D. A. Antoniadis, H. I. Smith, T. P. Orlando, und M. A. Kastner. *Magnetotransport in multiple narrow silicon inversion channels opened electrostatically into a two-dimensional electron gas*. Physical Review B (Condensed Matter), **45** (16), 9214–9221 (1992)
- [Bar48] J. Bardeen und W. H. Brattain. *The Transistor, A Semiconductor Triode*. Phys. Rev., **74** (2), 230–231 (1948)
- [Bee91] C. W. J. Beenakker und H. van Houten. *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*. Solid State Physics, **44**, 1 (1991)
- [Bei80] P. Beinoff. *The computer as a physical system: a microscopic Hamiltonian model of computers as represented by Turing machines*. Journal of Statistical Physics, **22**, 563–591 (1980)
- [Ber84] G. Bergmann. *Weak localization in thin films, a time-of-flight experiment with conduction electrons*. Physics Reports, **107** (1), 1–58 (1984)
- [Bre83] W. Brenig. *Quantized Hall conductance: Effect of random potentials*. Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, **50** (4), 305–309 (1983)
- [Bue03] T. M. Buehler, D. J. Reilly, R. Brenner, A. R. Hamilton, A. S. Dzurak, und R. G. Clark. *Correlated charge detection for readout of a solid-state quantum computer*. Applied Physics Letters, **82** (4), 577–579 (2003)
- [But86] M. Buttiker. *Four-terminal phase-coherent conductance*. Physical Review Letters, **57** (14), 1761–1764 (1986)
- [Cha83] J. T. Chalker. *The Hall effect in a two-dimensional electron gas*. Journal of Physics C: Solid State Physics, **16** (21), 4297–4304 (1983)
- [Cob91] D. H. Cobden, N. K. Patel, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, und G. A. C. Jones. *Noise and reproducible structure in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As one-dimensional channel*. Phys. Rev. B, **44** (4), 1938–1941 (1991)
- [Col89] P. T. Coleridge, R. Stoner, und R. Fletcher. *Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures*. Physical Review B (Condensed Matter), **39** (2), 1120–1124 (1989)

- [Col91] P. T. Coleridge. *Small-angle scattering in two-dimensional electron gases*. Physical Review B (Condensed Matter), **44** (8), 3793–3801 (1991)
- [Dat95] S. Datta. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press (1995)
- [Dav93] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*. Cambridge University Press (1993)
- [Diu94] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, und B. Roulet. *Grundlagen der Statistischen Physik*. Walter de Gruyter, Berlin, New York (1994)
- [Dix97] D. C. Dixon, K. R. Wald, P. L. McEuen, und M. R. Melloch. *Dynamic nuclear polarization at the edge of a two-dimensional electron gas*. Physical Review B (Condensed Matter), **56** (8), 4743–4750 (1997)
- [Dob88] M. Dobers, K. v. Klitzing, J. Schneider, G. Weimann, und K. Ploog. *Electrical detection of nuclear magnetic resonance in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures*. Physical Review Letters, **61** (14), 1650–1653 (1988)
- [Ebe98] W. Eberhardt. *Coulomb-Blockade in Silizium Nanostrukturen*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen (1998)
- [Ehr94] H. Ehrenreich und D. Turnbull. *Solid State Physics: Semiconductor Heterostructures and Nanostructures*, Band 44. Academic Press, San Diego (1994)
- [Eng] B. S. Engineering N.V. *Manual: Planar Diffusion Sources*. Av. P. Hymans 101, 1200 Brussels, Belgien
- [ent06] *Enter! Das Persönliche im Computer* (2006). 23.9.06-26.11.06, Stadtmuseum im Kornhaus, Tübingen
- [Fer97] D. K. Ferry und S. M. Goodnick. *Transport in Nanostructures*. Cambridge University Press (1997)
- [Fey82] R. Feynman. *Simulating Physics with Computers*. International Journal of Theoretical Physics, **21**, 467–488 (1982)

- [Fow66] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, und P. J. Stiles. *Magneto-Oscillatory Conductance in Silicon Surfaces*. Physical Review Letters, **16** (20), 901–903 (1966)
- [Fow82] A. B. Fowler, A. Hartstein, und R. A. Webb. *Conductance in restricted-dimensionality accumulation layers*. Physical Review Letters, **48** (3), 196–199 (1982)
- [Fow88] A. B. Fowler, J. J. Wainer, und R. A. Webb. *Electronic transport in small strongly localized structures*. IBM J. Res. Dev., **32** (3), 372–384 (1988)
- [Fow03] A. G. Fowler, C. J. Wellard, und L. C. L. Hollenberg. *Error rate of the Kane quantum computer controlled-NOT gate in the presence of dephasing*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), **67** (1), 012 301 (2003)
- [Fra05] R. Frank. *persönliche Mitteilung* (2005)
- [Fre00] H. S. Fresser. *Magnetotransportuntersuchungen an InGaAs Doppel-Quantum-Well Strukturen: Charakterisierung physikalischer Grundlagen in Hinblick auf Anwendungsmöglichkeiten für Bauelemente*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen (2000). Shaker Verlag, Aachen 2000
- [Gao90] J. R. Gao, C. de Graaf, J. Caro, S. Radelaar, M. Offenbergh, V. Lauer, J. Singleton, T. J. B. M. Janssen, und J. A. A. J. Perenboom. *One-dimensional subband effects in the conductance of multiple quantum wires in Si metal-oxide-semiconductor field-effect transistors*. Physical Review B (Condensed Matter), **41** (17), 12 315–12 318 (1990)
- [Gim87] J. K. Gimzewski und R. Möller. *Transition from the tunneling regime to point contact studied using scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. B, **36** (2), 1284–1287 (1987)
- [Gla89] L. I. Glazman und A. V. Khaetskii. *Quantum conductance of a lateral microconstraint in a magnetic field*. J. Phys: Condens. Matter, **1**, 5005–5011 (1989)
- [Gla91] L. I. Glazman und I. A. Larkin. *Lateral position control of an electron channel in a split-gate device*. Semiconductor Science and Technology, **6** (1), 32–35 (1991)

- [Gol80] H. Goldstein. *Classical Mechanics*. Addison-Wesley, Reading, 2. Auflage (1980)
- [Goo85] R. K. Goodall, R. J. Higgins, und J. P. Harrang. *Capacitance measurements of a quantized two-dimensional electron gas in the regime of the quantum Hall effect*. Physical Review B, **31** (10), 6597–6608 (1985)
- [Gun00] A. Gunther, M. Khoury, S. Miličić, D. Vasileska, T. Thornton, und S. M. Goodnick. *Transport in split-gate silicon quantum dots*. Superlattices and Microstructures, **27**, 373–376 (2000)
- [Hah84] P. O. Hahn und M. Henzler. *The Si-SiO₂ interface: Correlation of atomic structure and electrical properties*. Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, **2** (2), 574–583 (1984)
- [Hal79] E. H. Hall. *On a New Action of the Magnet on Electric Currents*. Am. J. Math., **2**, 287 (1879)
- [Har02] W. Harneit. *Fullerene-based electron-spin quantum computer*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), **65** (3), 032322 (2002)
- [Hei35] O. Heil. *British Patent 439457* (1935)
- [Hir89] Y. Hirayama, T. Saku, und Y. Horikoshi. *Electronic transport through very short and narrow channels constricted in GaAs by highly resistive Ga-implanted regions*. Physical Review B (Condensed Matter), **39** (8), 5535–5537 (1989)
- [Höp04] C. Höppler. *Nichtlinearer Transport durch ballistische Quantenpunktkontakte*. Dissertation, Fakultät für Mathematik und Physik - Institut für Angewandte Physik an der Universität Tübingen (2004)
- [Iba95] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*. Springer-Verlag, Berlin (1995)
- [Ins03] Institut für Mikroelektronik der TU-Wien. *Minimos 6.1 Win* (2003). [Http://www.iue.tuwien.ac.at/software.0.html](http://www.iue.tuwien.ac.at/software.0.html)
- [ITR] ITRS. *www.itrs.net*. 22.11.06
- [Jau06] S. Jauerneck. *persönliche Mitteilung* (2006)

- [Kah60] D. Kahng und M. M. Atalla. *Silicon-Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices*. IRE Solid-State Device Res. Conf., Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, Pa. (1960)
- [Kal87] V. Kalmeyer und R. B. Laughlin. *Differential conductance in three-dimensional resonant tunneling*. Phys. Rev. B, **35** (18), 9805–9808 (1987)
- [Kan98] B. Kane. *A silicon-based nuclear spin quantum computer*. Nature, **393**, 133–137 (1998)
- [Kei] Keithley. *Manual Keithley 236/237/238*
- [Kel95] M. J. Kelly. *Low-dimensional semiconductors - materials, physics, technology, devices*. Clarendon Press, Oxford (1995)
- [Ken06] C. Kentsch, W. Henschel, D. Wharam, und D. P. Kern. *Spin-polarized edge states of quantum Hall systems on silicon basis*. Microelectronic Engineering, **83**, 1753–1756 (2006)
- [Ker70] W. Kern und D. Puotinen. *Cleaning solution based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology*. RCA Review, **31** (2), 187–206 (1970)
- [Ker93] W. Kern. *Handbook of Semiconductor Wafer Cleaning Technology (Materials Science and Process Technology Series)*. Noyes Data Corporation/ Noyes Publications (1993)
- [Key03] R. W. Keyes. *Is quantum computing with solid state devices possible?* Applied Physics A, **76**, 737–741 (2003)
- [Kho99a] M. Khoury, A. Gunther, J. David P. Pivin, M. J. Rack, und D. K. Ferry. *Silicon quantum dot in a Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor (MOSFET) structure*. Band 38, 469–472. JSAP (1999)
- [Kho99b] M. Khoury, M. J. Rack, A. Gunther, und D. K. Ferry. *Spectroscopy of a silicon quantum dot*. Applied Physics Letters, **74** (11), 1576–1578 (1999)
- [Kho00] M. Khoury, A. Gunther, S. Milicic, J. Rack, S. Goodnick, D. Vasiliska, T. Thornton, und D. Ferry. *Single-electron quantum dots in silicon MOS structures*. Applied Physics A, **71**, 415–421 (2000)

- [Kir89] M. J. Kirton und M. J. Uren. *Noise in solid state microstructures: a new perspective on individual defects, interface states and low-frequency ($1/f$) noise*. Advances in Physics, **38**, 367–468 (1989)
- [Kit86] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley and Sons, New York (1986)
- [Kni99] E. Knill und R. Laflamme. *Quantum Computation and Quadratically Signed Weight Enumerators* (1999)
- [Kop88] T. E. Kopley, P. L. McEuen, und R. G. Wheeler. *Resonant tunneling through single electronic states and its suppression in a magnetic field*. Physical Review Letters, **61** (14), 1654–1657 (1988)
- [Kra99] S. V. Kravchenko, D. Simonian, K. Mertes, M. P. Sarachik, und T. M. Klapwijk. *Classical versus quantum effects in the $B = 0$ conducting phase in two dimensions*. Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), **59** (20), R12 740–R12 742 (1999)
- [Kra01] B. Kramer. *Electronic Transport*. Landolt-Börnstein Volume III/34B(1), Springer Verlag, Berlin (2001)
- [Lan57] R. Landauer. *Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction*. IBM Journal, **1**, 223–231 (1957)
- [Lil30] J. E. Lilienfeld. *U.S. Patent 1745175* (1930)
- [Loo89] D. C. Look. *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*. Wiley and Sons, Chichester (1989)
- [Los98] D. Loss und D. P. DiVincenzo. *Quantum computation with quantum dots*. Phys. Rev. A, **57** (1), 120–126 (1998)
- [McE90] P. L. McEuen, B. W. Alphenaar, R. G. Wheeler, und R. N. Sacks. *Resonant transport effects due to an impurity in a narrow constriction*. Surface Science, **229**, 312–315 (1990)
- [Mei01] J. D. Meindl, Q. Chen, und J. A. Davis. *Limits on Silicon Nanoelectronics for Terascale Integration*. Science, **293**, 2044–2049 (2001)

- [Nak94] Y. Nakajima, Y. Takahashi, S. Horiguchi, K. Iwadate, H. Namatsu, K. Kurihara, und M. Tabe. *Fabrication of a silicon quantum wire surrounded by silicon dioxide and its transport properties*. Applied Physics Letters, **65** (22), 2833–2835 (1994)
- [Nak95] Y. Nakajima, Y. Takahashi, S. Horiguchi, K. Iwadate, H. Namatsu, K. Kurihara, und M. Tabe. *Quantized Conductance of a Silicon Wire Fabricated by Separation-by-Implanted-Oxygen Technology*. Jpn. J. Appl. Phys., **34**, 1309–1314 (1995)
- [Nam97] H. Namatsu, S. Horiguchi, M. Nagase, und K. Kurihara. *Fabrication of one-dimensional nanowire structures utilizing crystallographic orientation in silicon and their conductance characteristics*. Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, **15** (5), 1688–1696 (1997)
- [Neu00] W. Neu. *Coulomb-Blockade Strukturen in Polykristallinem Silizium*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen (2000)
- [O’B01] J. L. O’Brien, S. R. Schofield, M. Y. Simmons, R. G. Clark, A. S. Dzurak, N. J. Curson, B. E. Kane, N. S. McAlpine, M. E. Hawley, und G. W. Brown. *Towards the fabrication of phosphorus qubits for a silicon quantum computer*. Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), **64** (16), 161 401 (2001)
- [Obe05] S. Oberholzer. *Course Nanoelectronics WS 2005/2006* (2005). Pages.unibas.ch/phys-meso/Education/Teaching/Nano
- [Ohs84] A. Ohsawa, K. Honda, und N. Toyokura. *Metal Impurities near the SiO₂ Interface*. Journal of the Electrochemical Society, **131** (12), 2964–2969 (1984)
- [Pra81] R. E. Prange. *Quantized Hall resistance and the measurement of the fine-structure constant*. Phys. Rev. B, **23** (9), 4802–4805 (1981)
- [Ral84] K. S. Ralls, W. J. Skocpol, L. D. Jackel, R. E. Howard, L. A. Fetter, R. W. Epworth, und D. M. Tennant. *Discrete Resistance Switching in Submicrometer Silicon Inversion Layers: Individual Interface Traps and Low-Frequency ($\frac{1}{f}$?) Noise*. Phys. Rev. Lett., **52** (3), 228–231 (1984)

- [Rug84] I. Ruge. *Halbleiter Elektronik 4: Halbleiter-Technologie*. Springer Verlag, Berlin (1984)
- [San99] G. D. Sanders, K. W. Kim, und W. C. Holton. *Optically driven quantum-dot quantum computer*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), **60** (5), 4146–4149 (1999)
- [Sch02] T. Schenkel, A. Persaud, S. J. Park, J. Meijer, J. R. Kingsley, J. W. McDonald, J. P. Holder, J. Bokor, und D. H. Schneider. *Single ion implantation for solid state quantum computer development*. Band 20, 2819–2823. AVS (2002)
URL <http://link.aip.org/link/?JVb/20/2819/1>
- [Sho48] W. Shockley und G. L. Pearson. *Modulation of Conductance of Thin Films of Semiconductors by Surface Charges*. Physical Review, **74**, 232 (1948)
- [Sho94] P. W. Shor. *Polynomial-Time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*. Proceedings, 35th Annual Symposium on Fundamentals of Computer Science(FOCS), 124–134 (1994)
- [Shu30] L. Shubnikov und W. J. de Haas. *Neue Erscheinungen bei der Widerstandsänderung von Wismuteinkristallen im Magnetfeld bei der Temperatur von flüssigem Wasserstoff*. Leiden Comm., **207a,c,d,210a** (1930)
- [Sin00] C. Single. *Transportuntersuchungen an gekoppelten Silizium-Inseln*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen (2000)
- [Ske01] M. Skender. *persönliche Mitteilung* (2001)
- [ST88] J. H. F. Scott-Thomas, M. A. Kastner, D. A. Antoniadis, H. I. Smith, und S. Field. *Si metal-oxide semiconductor field effect transistor with 70-nm slotted gates for study of quasi-one-dimensional quantum transport*. Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, **6** (6), 1841–1844 (1988)
- [ST89] J. H. F. Scott-Thomas, S. B. Field, M. A. Kastner, H. I. Smith, und D. A. Antoniadis. *Conductance oscillations periodic in the density of a one-dimensional electron gas*. Physical Review Letters, **62** (5), 583–586 (1989)

- [Sza89] A. Szafer und A. D. Stone. *Theory of quantum conduction through a constriction*. Physical Review Letters, **62** (3), 300–303 (1989)
- [Sze81] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, New York (1981)
- [Sze85] S. M. Sze. *Semiconductor devices: physics and technology*. John Wiley and Sons, New York (1985)
- [Tak95] K. Takeuchi, D. Hisamoto, und H. Yamashita. *Evidence for ballistic transport of two-dimensional electron gas at liquid-nitrogen temperatures in a silicon metal-oxide semiconductor field effect transistor with a neck in the middle*. Applied Physics Letters, **66** (14), 1776–1778 (1995)
- [Tan92] Y. S. Tang, G. Jin, J. H. Davies, J. G. Williamson, und C. D. W. Wilkinson. *Quantized conductance in a long silicon inversion wire*. Physical Review B (Condensed Matter), **45** (23), 13 799–13 802 (1992)
- [Tan93a] Y. S. Tang, G. Jin, und C. D. W. Wilkinson. *Conductance in Nanometer Scale Poly-Si Wire Gate MOS Field Effect Transistors*. Solid State Communications, **85**, 189–192 (1993)
- [Tan93b] Y. S. Tang, G. Jin, und C. D. W. Wilkinson. *Effect of wire width variation on the conductance of a silicon quantum wire*. Applied Physics Letters, **62** (20), 2530–2532 (1993)
- [Tek90] E. Tekman und S. Ciraci. *Ballistic transport through a quantum point contact: Elastic scattering by impurities*. Physical Review B (Condensed Matter), **42** (14), 9098–9103 (1990)
- [Tho86] T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, und G. J. Davies. *One-dimensional conduction in the two-dimensional electron gas in a GaAs-AlGaAs heterojunction*. Physical Review Letters, **56** (11), 1198–1201 (1986)
- [Til03] A. T. Tilke, F. C. Simmel, H. Lorenz, R. H. Blick, und J. P. Kotthaus. *Quantum interference in a one-dimensional silicon nanowire*. Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), **68** (7), 075 311 (2003)

- [Tim90] G. Timp, R. E. Behringer, und J. E. Cunningham. *Suppression of impurity scattering in a one-dimensional wire*. Phys. Rev. B, **42** (14), 9259–9262 (1990)
- [vdP59] L. J. van der Pauw. *A method of measuring the resistivity and hall coefficient on lamellae of arbitrary shape*. Philips Technical Review, **20** (8), 220–224 (1958/59)
- [vH86] H. van Houten, B. J. van Wees, M. G. J. Heijman, und J. P. Andre. *Submicron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions*. Applied Physics Letters, **49** (26), 1781–1783 (1986)
- [vH88] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. van Loosdrecht, T. J. Thornton, H. Ahmed, M. Pepper, C. T. Foxon, und J. J. Harris. *Four-terminal magnetoresistance of a two-dimensional electron-gas constriction in the ballistic regime*. Phys. Rev. B, **37**, 8534–8536 (1988)
- [vK80] K. v. Klitzing, G. Dorda, und M. Pepper. *New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance*. Physical Review Letters, **45** (6), 494–497 (1980)
- [vK86] K. von Klitzing. *The quantized Hall effect*. Reviews of Modern Physics, **58** (3), 519–531 (1986)
- [vK04] K. von Klitzing. *persönliche Mitteilung* (2004)
- [vK05] K. von Klitzing, R. Gerhardt, und J. Weis. *25 Jahre Quanten-Hall-Effekt*. Physik Journal, 37–44 (2005)
- [Vri00] R. Vrijen, E. Yablonovitch, K. Wang, H. W. Jiang, A. Balandin, V. Roychowdhury, T. Mor, und D. DiVincenzo. *Electron-spin-resonance transistors for quantum computing in silicon-germanium heterostructures*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), **62** (1), 012 306 (2000)
- [vW88a] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. E. Mooij, C. T. Foxon, und J. J. Harris. *Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts*. Physical Review B (Condensed Matter), **38** (5), 3625–3627 (1988)

- [vW88b] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon. *Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas*. Physical Review Letters, **60** (9), 848–850 (1988)
- [Wai88] J. Wainer, A. B. Fowler, and R. A. Webb. *Resonant Tunneling in a Magnetic Field*. Bull. Am. Phys. Soc., **33** (3), 702 (1988)
- [Wal94] K. R. Wald, L. P. Kouwenhoven, P. L. McEuen, N. C. van der Vaart, and C. T. Foxon. *Local dynamic nuclear polarization using quantum point contacts*. Physical Review Letters, **73** (7), 1011–1014 (1994)
- [Wha88] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*. Journal of Physics C: Solid State Physics, **21**, L209 (1988)
- [Wid96] D. Widmann, H. Mader, and H. Friedrich. *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Springer Verlag, Berlin (1996)
- [Wil98] C. P. Williams und S. H. Clearwater. *Explorations in Quantum Computing*. Allan M. Wyld, Springer Verlag, New York (1998)
- [Wil03] K. R. Williams, K. Gupta, und M. Wasilik. *Etch Rates for Micromachining Processing - Part II*. JOURNAL OF MICRO-ELECTROMECHANICAL SYSTEMS, **12** (6), 761–778 (2003)
- [Wol86] S. Wolf und R. N. Tauber. *Silicon processing for the VLSI era, process technology*, Band 1. Sunset Beach, California: Lattice press (1986)
- [Xue88] W. Xue und P. A. Lee. *Two-dimensional resonant tunneling*. Phys. Rev. B, **38** (6), 3913–3917 (1988)
- [Yan03] C. Yang, D. N. Jamieson, C. Pakes, S. Praver, A. Dzurak, F. Stanley, P. Spizziri, L. Macks, E. Gauja, und R. G. Clark. *Single Phosphorus Ion Implantation into Prefabricated Nanometre Cells of Silicon Devices for Quantum Bit Fabrication*. Japanese Journal of Applied Physics, **42**, 4124–4128 (2003)

- [Zhe86] H. Z. Zheng, H. P. Wei, D. C. Tsui, und G. Weimann. *Gate-controlled transport in narrow GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures*. Phys. Rev. B, **34** (8), 5635–5638 (**1986**)