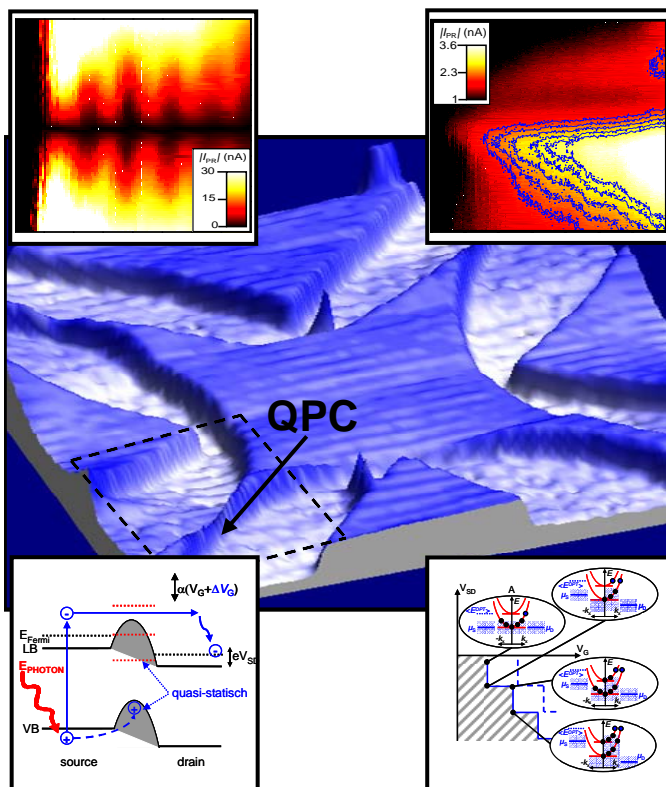


Klaus-Dieter Hof

Optisch induzierter Ladungstransport in mesoskopischen Halbleitersystemen



München, 14. Mai 2009

Optisch induzierter Ladungstransport in mesoskopischen Halbleitersystemen

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von
Klaus-Dieter Hof
aus Aalen

München, 14. Mai 2009

Erstgutachter: Prof. Dr. Jörg P. Kotthaus
Zweitgutachter: Prof. Dr. Stefan Kehrein
Tag der mündlichen Prüfung: 13. Juli 2009

Inhaltsangabe

Inhalt

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optoelektronische Prozesse in einer zu einem Quantenpunktkontakt nanostrukturierten Heterostruktur untersucht. Im Experiment werden dabei mit Hilfe eines Lasers in einer 2DES-Heterostruktur Ladungsträger in der Nähe des Quantenpunktkontakts optisch induziert. Anschließend wird deren Wirkung auf den elektronischen Transport durch den Quantenpunktkontakt in der Probe untersucht. Dabei wird als zentrale Messgröße die Photoantwort als Änderung des Stroms durch die Probe bei optischer Anregung des System eingeführt. Zu Beginn werden in Kapitel 1 die für dieses Experiment nötigen Grundlagen und Technologien vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 2 die verwendete Heterostruktur eingeführt und die Prozessierung beschrieben, welche als Ergebnis zu einer funktionellen Nanostruktur mit einem Quantenpunktkontakt führt. Dann werden der elektronische Messkreis samt “lock-in”-Messtechnik sowie der optische Strahlengang vorgestellt, und ein Überblick über die gesamte experimentelle Anordnung gegeben. Schließlich werden die Messdaten zweier verschiedener Probentypen vorgestellt und diskutiert. Probentyp eins besteht dabei aus einem Quantenpunktkontakt, welcher auf einer freistehenden Brückenstruktur definiert wird. Alternativ dazu besteht der Probentyp zwei aus einer flach geätzten Quantenpunktkontakt-Probe.

An den flach geätzten Proben zeigen die in Kapitel 3 vorgestellten rein elektronischen Leitwertmessungen mit den Leitwertsstufen eine eindimensionale Subbandquantisierung an. Der energetische Abstand der Subbandböden beträgt bis zu 5 meV. Dies erlaubt selbst bei einer Temperatur von $T = 4.2\text{ K}$ eine Detektion der durch die Subbandquantisierung hervorgerufenen Effekte. Weiterhin zeigt sich bei Messungen im Magnetfeld ein Übergang der Subbandstruktur über magnetoelektrische Bänder (englisch “hybridized bands”) zur reinen Landauquantisierung. Erste Photoantwortmessungen zeigen unter Beleuchtung den Effekt einer unerwünschten parallelen Leitfähigkeit. Dieser Effekt kann durch verändertes Probendesign und optimiertes Wafermaterial unterdrückt werden. Daraufhin gelangt man zu den Photoantwortmessungen an den freistehenden Brücken-Proben und flach geätzten Quantenpunktkontakt-Proben.

Bei niederfrequenten Photoantwortmessungen kann bei beiden Probentypen der Effekt einer optisch induzierten Leitwertsänderung identifiziert werden. Dieser beruht zum einen auf einer Art Fotodotierung. Dabei erzeugt die optische Anregung eines Photons eine lokalisierte und ionisierte positive Ladung sowie ein zusätzliches Elektron im Leitungsband. Zum anderen hat die kapazitive Wirkung der dabei von den Elektronen getrennten Löchern einen Einfluss auf den Leitwert der Probe. Anschließend wird ein einfaches Modell des optisch induzierten Photoleitwerts

eingeführt, welches im Rahmen einer numerischen Simulation eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten zeigt und eine Identifikation der experimentell ermittelten Zeitkonstanten erlaubt.

Durch Verwendung von für Radiofrequenzen (RF) geeigneten Komponenten kann man wie in Kapitel 4 dargestellt das Experiment auch bei höherfrequenter Modulation der optischen Anregung ausführen. Dabei stellt sich heraus, dass der Effekt der photoinduzierten Leitwärtsänderung aufgrund seiner relativ hohen Zeitkonstanten für Anregungen im MHz-Bereich einen quasi-statischen Leitwertzustand generiert und der Probenleitwert daher auf einer schnellen Zeitskala keine Änderung erfährt. Davon ausgehend erlauben “lock-in”-Experimente im Radiofrequenzbereich eine Detektion eines Photostroms, welcher mit Hilfe eines einfachen Modells als sich ballistisch über den QPC bewegende Elektronen interpretiert wird. Dieser ballistische Photostrom wird in verschiedenen Messungen örtlich und spektral aufgelöst detektiert sowie mit numerischen Modellrechnungen verglichen. Photoantwortsmessungen über einen weiten Frequenzbereich zeigen den Übergang zwischen dominierendem Photoleitwert und dem Beginn eines dominierenden Photostroms in der Photoantwort.

Inhaltsverzeichnis

Inhalt	v
Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Niederdimensionale elektronische Strukturen	4
1.1.1 2DES : Grenzflächen- und Quantentopfstrukturen	4
1.1.2 1DES : Quantendrähte und Quantenpunktkontakte	9
1.1.3 0DES : Quantenpunkte	10
1.2 Elektronischer Transport durch niederdimensionale Strukturen	11
1.2.1 Elektronischer Transport	11
1.2.2 Elektronischer Transport im Magnetfeld	16
1.3 Optische Anregung	22
1.3.1 Optische Anregung in Halbleitern	22
1.3.2 Optische Anregung in niederdimensionalen Strukturen	23
1.3.3 Optische Anregung eines Quantenpunktkontakts	27
2 Experimentelles	31
2.1 Die Proben	32
2.1.1 Probenmaterial - Die Halbleiterheterostruktur	32
2.1.2 Prozessierung der Proben	34
2.1.3 Probendesign	39
2.2 Der experimentelle Aufbau	42
2.2.1 Die Kryostaten	42
2.2.2 Optischer Aufbau	44
2.2.3 Messkreis	49
3 Photoleitwertphänomene in mesoskopischen Schaltkreisen	55
3.1 Leitwert	56
3.1.1 Messung der Leitwertskantisierung	56
3.1.2 Nichtgleichgewichtstransport	59
3.1.3 Leitwertmessungen im Magnetfeld	64
3.1.4 Parallele Leitfähigkeit und deren Vermeidung	66
3.2 Photoleitwert	69

3.3	Photoleitwert einer freistehenden Brücke	70
3.3.1	Örtlich aufgelöster Photoleitwert	72
3.3.2	Frequenz- und Leistungsabhängigkeit des Photoleitwerts einer freistehenden Brücke	74
3.4	Photoleitwert eines flach geätzten Quantenpunktkontakts	78
3.4.1	Örtlich aufgelöster Photoleitwert eines flach geätzten Quantenpunktkontakts	84
3.4.2	Temperatur- und Leistungsabhängigkeit des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts	86
3.4.3	Spektrale Abhängigkeiten des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts	88
3.4.4	Frequenzabhängigkeit des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts	89
3.5	Modell des optisch induzierten Photoleitwerts	90
3.5.1	Einfluss der photogenerierten Ladungsträger	91
3.5.2	Numerische Simulationen	94
3.5.3	Identifikation der Zeitkonstanten	97
4	Photostrom	101
4.1	RF-Leitwert	102
4.2	RF-Photoantwort - Photostrom	103
4.2.1	Örtlich aufgelöste RF-Photoantwortsmessungen	105
4.2.2	Simulationen zum örtlich aufgelösten ballistischen Photostrom	110
4.2.3	Spektroskopie der RF-Photoantwort	115
4.2.4	Interpretation der experimentellen Photostrom-Daten	120
4.2.5	Übergang vom Photoleitwert zum Photostrom	125
	Zusammenfassung und Ausblick	129
	Publikationsliste	133
	Literaturverzeichnis	135
	Anhang A: Verwendete Heterostrukturen	147
	Anhang B: Prozessparameter	149
	Anhang C: Liste der verwendeten Komponenten	151
	Nachwort	153
	Lebenslauf	157

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gitterkonstanten und Mobilität in AlGaAs-Strukturen	6
1.2	Bandstrukturen von MOSFET und Grenzflächenheterostruktur	7
1.3	Dimensionsabhängige Zustandsdichten	12
1.4	Leitwertsquantisierung im QPC	13
1.5	Elektronische Zustände im eindimensionalen Kanal	15
1.6	Landau-Fächer	17
1.7	Landauniveaus	18
1.8	Shubnikov-de Haas Oszillationen	19
1.9	Elektronenfokussierung	20
1.10	Leitwert im Magnetfeld	21
1.11	Interband-Anregung	24
1.12	Einfluss elektrischer Felder : Franz-Keldysh-Effekt und QCSE	26
1.13	Versuche zur Intraband-Anregung: Wyss et al.	27
1.14	Versuche zur Interband-Anregung: Kosaka et al.	28
2.1	Der Wafer D040715A	32
2.2	Photolumineszenz der Wafer 07-30-02-1 und D040715A	33
2.3	Prozessierung der Proben	35
2.4	Tiefenbestimmung für Ätzen des QPCs	36
2.5	AFM-Micrograph des geätzten QPCs	37
2.6	Skizze des entstehenden Sattelpotentials	38
2.7	Mikroskopbilder der verwendeten Proben	40
2.8	Mikroskopbilder der verwendeten Proben	41
2.9	Bilder der Kryostaten	42
2.10	Strahlengang des optisch anregenden Laserlichts	45
2.11	Leistungsmessung an verschiedenen Stellen im Strahlengang	46
2.12	Messkreis bei Leitwertmessungen	49
2.13	Messkreis bei Photoantwortmessungen	52
3.1	Elektronischer Leitwert der Probe 4	56
3.2	Elektronischer Leitwert der Probe 5	58
3.3	Ausbildung von Halbplateaus	59
3.4	Nichtgleichgewichtstransport Leitwert Probe 4 QPC2	61

3.5	Nichtgleichgewichtstransport Leitwert Probe 4 QPC3	62
3.6	Nichtgleichgewichtstransport Leitwert Probe 5	63
3.7	Shubnikov-de Haas-Oszillationen	64
3.8	Magneto-elektrische Subbänder	65
3.9	Paralleler Leitwert	67
3.10	Vermeidung des parallelen Leitwerts	68
3.11	Skizze des Photoantwortexperiments	69
3.12	Photoleitwert einer freistehenden Brücke	70
3.13	Photoleitwert einer freistehenden Brücke als Funktion der “source”- “drain”-Spannung	71
3.14	Örtlich aufgelöster Photoleitwert einer freistehenden Brücke	73
3.15	Frequenz- und leistungsabhängiger Photoleitwert einer freistehenden Brücke	75
3.16	Spektral aufgelöster Photoleitwert einer freistehenden Brücke	76
3.17	Photoleitwert eines flach geätzten QPCs	78
3.18	Photoleitwert des flach geätzten QPC3 der Probe 4 als Funktion der Gatterspannung und der “source”-“drain”-Spannung	79
3.19	Photoleitwert des flach geätzten QPC2 der Probe 4 als Funktion der Gatterspannung und der “source”-“drain”-Spannung	81
3.20	DC-Strom durch die flach geätzte Probe 5 als Funktion der Gatter- spannung und der “source”-“drain”-Spannung	83
3.21	Örtlich aufgelöster Photoleitwert des flach geätzten Quantenpunkt- kontakts	85
3.22	Örtlich aufgelöster Photoleitwert des flach geätzten Quantenpunkt- kontakts der Probe 5 bei hoher Laserintensität	86
3.23	Temperaturabhängigkeit des Photoleitwerts	87
3.24	Leistungsabhängigkeit des Photoleitwerts	88
3.25	Wellenlängenabhängigkeit des Photoleitwerts	89
3.26	Frequenzabhängigkeit des Photoleitwerts	90
3.27	Modell des Photoleitwerts	91
3.28	Modell für eine Simulation des Photoleitwerts	94
3.29	Simulation des Photoleitwerts	96
3.30	Zeitkonstanten des Photoleitwerts	98
4.1	RF-Leitwertsmessungen	102
4.2	Skizze des RF-Experiments	103
4.3	Skizze des Photostrommodells	104
4.4	Örtlich aufgelöste RF-Photoantwort 1	106
4.5	Örtlich aufgelöste RF-Photoantwort 2	107
4.6	Entfernungsabhängigkeit der RF-Photoantwort	109
4.7	Probengeometrie der Simulation	110
4.8	Simulation des Photostroms im Kanal	112
4.9	Simulation des Photostroms im Probenzentrum	114

4.10 RF-Photoantwort	116
4.11 RF-Photoantwort bei verschiedenen Laserleistungen	117
4.12 RF-Photoantwort auf “source”- und “drain”-Seite	118
4.13 Wellenlängenabhängigkeit der RF-Photoantwort	120
4.14 Interpretation der Spektroskopiedaten bei verschiedenen eingestrah- ten Photonenenergien	122
4.15 Interpretation der Spektroskopiedaten	124
4.16 Frequenzabhängigkeit der RF-Photoantwort	126
A.1 Aufbau der Heterostrukturen	147

Einleitung

Seit Richard Feynmans legendärer Rede (englisch “... there is plenty of room at the bottom ...” [Feynman 59] ; auf bairisch: “...A bisserl was geht ollawai...”) ist das Rennen offen hin zu immer kleineren Strukturen. Die boomende Nanotechnologie gilt als Schlüsseltechnologie dieses Jahrhunderts. Das Interesse an Nanosystemen ist durch ihre in dem Größenbereich einiger Nanometer emergenten Eigenschaften begründet. Derartige Nanosysteme zeigen in diesem Größenbereich eine neue Funktionalität durch ihrer Wechselwirkung mit Licht, chemischen Stoffen oder biologischen Systemen. Eric Drexler gab in seinem Buch “Engines of Creation: The Coming Era of Nanotechnology” [Drexler 86] einen sehr futuristischen Ausblick auf sich selbst replizierende Nanoroboter und -systeme und griff damit selbst den heute existierenden Möglichkeiten weit voraus. In einem bescheideneren Rahmen zeigen sich jedoch schon heute einige Anwendungsmöglichkeiten und kommerziell erhältliche Produkte dieses neu zusammengefassten Technologiebereichs.

Auch in der industriellen Anwendung der “klassischen” Halbleitertechnologie ergeben sich immer weitere Fortschritte. Die auf der Weiterentwicklung der Lithographie - Technik beruhende Miniaturisierung der Strukturen in den Nanometerbereich begründet die atemberaubenden Fortschritte in der Chipstechnologie. Der daraus folgende Anstieg der verfügbaren Rechenkapazität führte bei annähernd konstanten Kosten zu immer rechenleistungsstärkeren Computern, welche seit den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts in immer stärkerem Maße das tägliche Leben durchdringen und bereichern. Das von Moore postulierte Gesetz der Verdoppelung der Anzahl der Schaltkreiskomponenten innerhalb der jeweils kommenden 2 Jahre [Moore 65] hat bisher Gültigkeit behalten und wird von der Industrie im Rahmen einer sich selbst erfüllenden Prophezeiung als Planungsziel für weitere Entwicklungen genutzt [ITRS08]. Gleichzeitig zeichnet sich jedoch ab, dass die reine Verkleinerung von Strukturen in den kommenden Jahrzehnten doch an ihre Grenzen stoßen wird. Die Industrie ist inzwischen in einen Bereich vorgedrungen, in dem schon Auswirkungen der den Mikrokosmos dominierenden Quantenmechanik zu beobachten sind. Die emergenten Eigenschaften der Quantenmechanik stellen für die Industrie eine sehr herausfordernde Problemstellung dar.

Der Physiker an sich hingegen erfreut sich an der Tatsache, dass damit ein immer größerer Bereich der Quantenmechanik mit industriellen Methoden experimentell zugänglich wird. Während das Hauptaugenmerk der Industrie weiterhin dem

kostengünstigen (“wie Sand am Meer vorhandenem”) Silizium gilt, wird in der Wissenschaft auch mit dem tertiären Materialsystem AlGaAs gearbeitet, da aus diesen Materialien epitaktisch hergestellte Proben exzellente Ladungstransporteigenschaften besitzen und gleichzeitig aufgrund der direkten Bandlücke von GaAs auch optisch anregbar sind. Das kontrollierte Wachsen sogenannter Heterostrukturen aus unterschiedlichen Konstituenten [Kroemer 81] resultiert in einer einstellbaren Bandstruktur in Wachstumsrichtung (englisch “band-gap engineering”). Bei entsprechend ausgeführten Heterostrukturen ergibt sich daraus ein inhärent zweidimensionales Elektronensystem [Chang 74], [Dingle 74]. Dessen Dimensionalität kann man durch Nanostrukturierung weiter auf ein eindimensionales [Wharam 88], [van Wees 88a] oder gar ein nulldimensionales System [Meirav 90] einschränken, in denen die jeweiligen physikalischen Eigenschaften auch durch die jeweils verschiedene Dimensionalität bestimmt werden. Derartig nanostrukturierte Proben besitzen Abmessungen, welche sich in der Größenordnung der inhärenten Längenskalen des elektronischen Systems wie beispielsweise der Fermiwellenlänge, der Phasenrelaxationslänge und der mittleren freien Wellenlänge befinden. In diesem mesoskopischen Grenzbereich können Systeme sowohl quantenmechanischen Effekte unterworfen sein, in denen sich die Wellennatur der Elektronen zeigt, als auch ein klassisches Teilchenverhalten aufzeigen, wie es zum Beispiel in ballistischen Transportexperimenten der Fall ist. Da sich derartige Systeme sehr gut mit bestehenden Konzepten der Halbleiterindustrie kombinieren lassen, ergeben sich interessante technische Anwendungsmöglichkeiten (beispielsweise sei der Quantenpunktlaser genannt) für den alltäglichen Gebrauch.

Bei der Untersuchung mesoskopischer Systeme ergibt sich daher die Gelegenheit, dem zweifachen Auftrag der Physik als grundlegender Wissenschaft gerecht zu werden. Zum einen bietet sich eine Gelegenheit zum weiteren Erkenntnisgewinn, zum anderen gibt es schon viele Konzepte, welche Anwendungsmöglichkeiten im Auge haben. Damit wirkt die Nanophysik wie zuvor schon die Halbleiterphysik oder die Laserphysik als Innovationstreiber, um durch den ermöglichten technologischen Fortschritt eine Verbesserung der Lebensqualität der Allgemeinheit zu bewirken. Es bleibt jedoch noch abzuwarten, ob und wann sich “nanobasierte” Konzepte zum Beispiel in der Spintronik, dem Quantencomputing oder in der Quantenkryptographie durchsetzen und allgemeine Anwendung finden.

Die vorliegende Arbeit stellt einen nano(physikalischen) Schritt in diese Richtung dar.

Kapitel 1

Grundlagen

“O day and night, but this is wondrous strange”
Flatland: A Romance of Many Dimensions [Abbott 1884].

In diesem Kapitel werden die dieser Dissertation zu Grunde liegenden physikalischen Effekte vorgestellt. Metall-Oxid-Halbleiter-Strukturen sowie insbesondere Halbleiter-Heterostrukturen erlauben die Entwicklung niederdimensionaler Elektronensysteme höchster Güte und führten so zur Entdeckung der Quanten-Hall-Effekte [von Klitzing 80],[Tsui 82]. Durch hochentwickelte Mikrostrukturtechnik kann man weitere dimensionale Einschränkungen vornehmen. Dies führt im Bereich der Mesoskopik zu vielen weitere Effekten, wie zum Beispiel der Leitwertquantisierung in eindimensionalen Kanälen [Wharam 88],[van Wees 88a]. Es werden die wichtigsten Eigenschaften von zwei- und eindimensionalen Systemen vorgestellt und anschließend deren Verhalten bei Anregung mit Licht besprochen. Zum Abschluss des Kapitels werden zwei wichtige Experimente präsentiert, welche sich beide ähnlich dieser Arbeit mit der Auswirkung einer optischen Anregung auf den Ladungstransport durch einen Quantenpunktkontakt beschäftigen.

1.1 Niederdimensionale elektronische Strukturen

Die Dimensionalität eines Systems hat direkte Auswirkungen auf dessen physikalische Eigenschaften. Nicht immer muss man sich auf dem Weg zu neuen Erkenntnissen in der Physik wie bei den modernen Stringtheorien sechs oder sieben extra-Dimensionen hinzupostulieren, im Gegenteil: Auch bei einer experimentell herbeiführenden Reduktion der Dimensionen sind erhebliche Änderungen in den Systemeigenschaften zu erwarten. Im Allgemeinen erreicht man eine (quasi-) Dimensionsreduktion dadurch, dass eine der charakteristischen Längen des Systems kleiner als die für das System wichtige intrinsische Längenskala wird. Konkret bedeutet das für elektronische Systeme ohne Magnetfeld, dass sich die jeweilige reduzierte Systemdimension in einem Längenbereich kleiner gleich der Fermiwellenlänge der Elektronen befinden muss.

1.1.1 2DES : Grenzflächen- und Quantentopfstrukturen

MOSFET

Die technologisch sicherlich bedeutendste Anwendung dieses Prinzips geschieht in Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (englisch: “metal oxide semiconductor field-effect transistor”, MOSFET), welche die zur Zeit meistverwendeten Transistoren der Halbleiterindustrie darstellen. In einem sehr vereinfachten Bild stellen diese Bauelemente einen Leiter mit gatterspannungsgesteuerter Transmission dar. Durch Anlegen einer Spannung an das durch isolierendes Siliziumoxid vom Halbleiter getrennte metallische Gatter (englisch: “gate”) wird im Halbleiter eine elektronische Inversionsschicht induziert. In dieser kann nun bei Anlegen einer Spannung ein Strom zwischen dem Quell- und Senkkontakt (englisch: “source” and “drain” contact) fließen. Aus physikalischer Sicht sind diese Strukturen von besonderem Interesse, da die Inversionsschicht sehr dünn sein kann und ihre elektronischen Eigenschaften dann denen eines zweidimensionalen elektronischen Systems (2DES) entsprechen. Die Elektronen können sich in der zweidimensionalen Ebene der Inversionsschicht relativ frei bewegen, sind in der dritten Dimension jedoch durch das elektrische Potential eingeschlossen. Eine gute Übersicht über die elektronischen Eigenschaften derartiger Systeme findet sich in [Ando 82]. In einer ähnlichen MOSFET-Struktur zeigte sich erstmals der sogenannte Quantenhalleffekt [von Klitzing 80], welcher ein typisches zweidimensionales Phänomen darstellt und eine Quantisierung des Hallwiderstands R_H in exakt ganzzahligen Teilen der Klitzing-Konstante aufweist:

$$R_H = \frac{h}{i \cdot e^2} \quad (1.1)$$

mit der ganzen Zahl i und der Klitzing-Konstante

$$R_K = \frac{h}{e^2} = 25812.807 \Omega \quad (1.2)$$

was seit 1990 als neues Widerstandsnormale zur Definition des Ohms dient [BIPM 91].

Ein wesentlicher Nachteil der MOSFET-Strukturen besteht in der erheblichen Oberflächenrauigkeit an der Grenzschicht zwischen Halbleiter und Oxid. Daraus resultierende Streuungsmechanismen führen zu einer reduzierten Beweglichkeit der Elektronen in diesen Systemen [Davies 98].

Heterostrukturen

Durch Verwendung hochentwickelter Epitaxieverfahren wie zum Beispiel der Molekularstrahlepitaxie (englisch: “molecular beam epitaxy”, MBE) können Halbleitermehrschichtsysteme mit einer Genauigkeit im Bereich einzelner Atomlagen gewachsen werden. Diese Halbleiterheterostrukturen erreichen den Einschluss der Elektronen aufgrund der unterschiedlichen Bandlückenenergien der verschiedenen Materialien der Halbleiterheterostruktur. Aufgrund dieses Energieunterschieds ist es für Elektronen im Material mit einer höheren Bandlückenenergie energetisch vorteilhafter, in das Material mit der geringeren Bandlücke zu wechseln. Durch diese Ladungsumverteilung bildet sich an der Grenzfläche zwischen den Halbleitermaterialien ein internes elektrisches Feld aus, welches der Ladungsumverteilung entgegenwirkt und schließlich im sich einstellenden stationären Zustand eine weitere Ladungsumverteilung verhindert. Als besonders erfolgreich hat sich die Verwendung von Galliumarsenid (GaAs) und Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs, genauer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) erwiesen, da GaAs und Aluminiumarsenid (AlAs) trotz sehr verschiedener Bandlückenenergien ($E_{g, \text{GaAs}} = 1.42 \text{ eV}$ und $E_{g, \text{AlAs}} = 2.16 \text{ eV}$) eine nahezu gleiche Gitterkonstante von $a_{\text{GaAs}} = 5.6533 \text{ \AA}$ und $a_{\text{AlAs}} = 5.6611 \text{ \AA}$ haben und daher nahezu perfekt und spannungsfrei in diesen Mehrschichtsystemen monolagengenau und kristallin aufgewachsen werden können [Adachi 85]. Durch die Abfolge der Materialien mit verschiedenen Bandlücken und zusätzliches Dotieren kann dadurch die Bandstruktur dieser Heteromaterialien gezielt eingestellt werden. Modellrechnungen zum Beispiel mit dem Simulationsprogramm nextnano³ [nextnano] erlauben eine Simulation des Bandverlaufs und daraus folgend ein gezieltes Design der Strukturen (“Bandgap-Engineering”).

Ein 2DES kann man durch unterschiedliche Vorgehensweisen herstellen. Analog zum MOSFET verhält sich eine Grenzflächenheterostruktur, welche einen “Transistor mit hoher Elektronenbeweglichkeit” (englisch: “high electron mobility transistor”, HEMT) darstellt. Dabei bildet sich das 2DES in Form eines zweidimensionalen Elektronengases (englisch: “two-dimensional electron gas”, 2DEG) an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche aus, eventuell angeregte Löcher sind in dieser Struktur nicht auf zwei Dimensionen beschränkt. Eine weitere Möglichkeit zur Definition eines 2DES bildet die sogenannte Quantentopfstruktur (englisch: “quantum well”, QW), bei der das 2DES in einer dünnen GaAs-Schicht beidseitig von AlGaAs-Schichten umschlossen ist. Aufgrund der geringeren Bandlücke im GaAs sind niederenergetische Elektronenwellenfunktionen im Wesentlichen in diesem Bereich eingeschlossen.

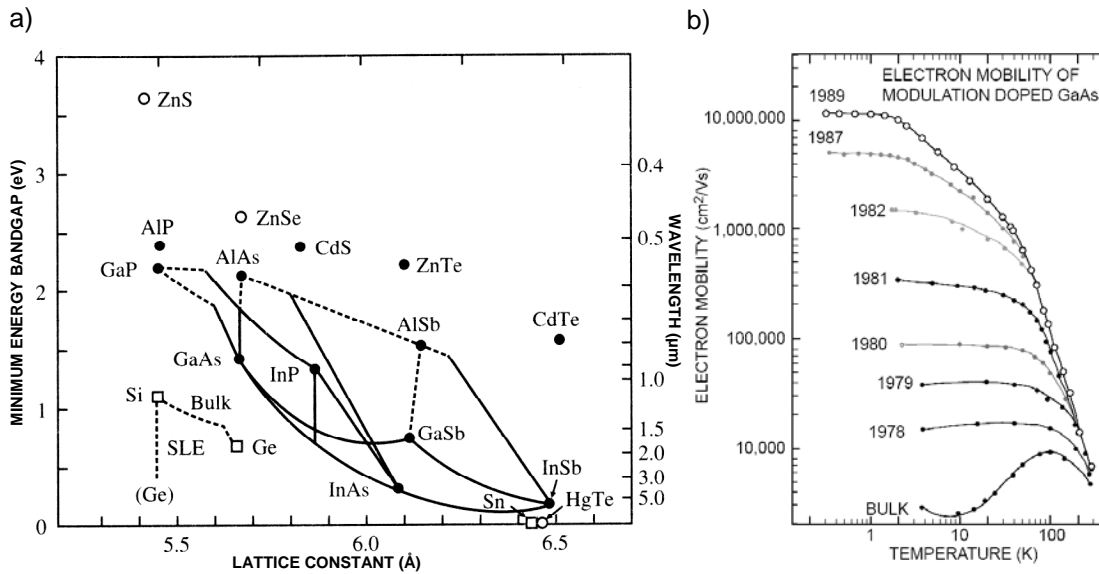


Abbildung 1.1: a) Bandlücke und Gitterkonstante einiger Halbleitermaterialien. Die Kurven deuten die jeweiligen Eigenschaften der ternären Legierungen wie zum Beispiel $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ an, dabei stehen durchgezogene Linien für Materialien mit direkter Bandlücke und gestrichelte Linien für eine indirekte Bandlücke [Singleton 01]. b) Zeitliche Entwicklung: Die temperaturabhängige Mobilität von modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen konnte in den letzten Jahren um viele Größenordnungen gesteigert werden [Pfeiffer 89].

Dies gilt sowohl für die Elektronen im Leitungsband als auch für die Löcher im Valenzband. Somit ist die Dicke der GaAs-Schicht ein wichtiger Parameter für die Elektronenzustände im 2DES. Die Elektronenbeweglichkeit μ in diesen Heterostrukturen als Quotient der sich ausbildenden Driftgeschwindigkeit v_D bei Anlegen eines elektrischen Feldes E

$$\mu = \frac{v_D}{E} \tag{1.3}$$

ist aufgrund der atomaren Güte der kristallinen Grenzschichten wesentlich höher als in MOSFETs und kann durch eine räumliche Trennung der Elektronen-Donatoren vom 2DES noch wesentlich gesteigert werden [Dingle 78], [Stormer 78]. Diese sogenannte Modulationsdotierung (englisch: “modulation doping”) reduziert den die Elektronenbeweglichkeit mindernden, streuenden Einfluss der ionisierten Donatoren, erlaubt den nichtionisierten Donatoren aber weiterhin, Elektronen in das 2DES abzugeben. Wie aus Abbildung 1.1 ersichtlich, erlaubte dieses Verfahren eine relativ rasche Steigerung der Elektronenmobilität von $\mu_e = 5 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ im Jahre 1977 auf bis zu $\mu_e \approx 10^7 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ im Jahre 1989. Aktuell (2008) wird sogar schon von $\mu_e = 3.6 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ berichtet [Hwang 08]. Durch die Reduktion der unerwünschten Streupotentiale konnte man bereits im Jahr 1982 in derartigen 2DES die Viel-Teilchen-Effekt-Signatur des fraktionierten Quanten-Hall-Effekts beobachten [Tsui 82].

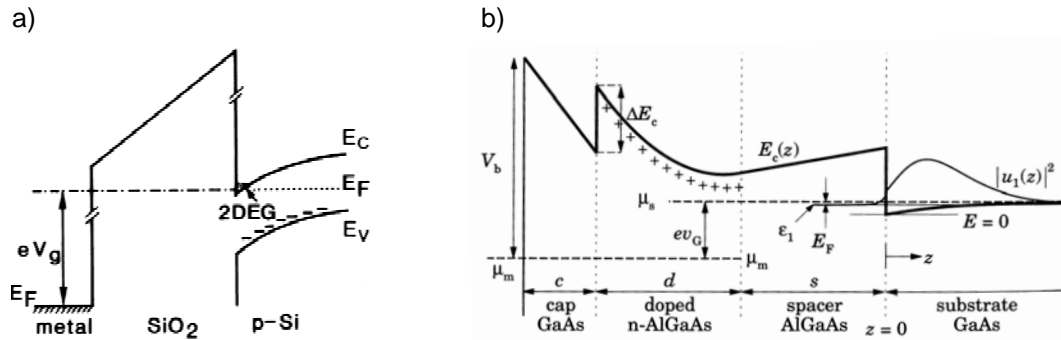


Abbildung 1.2: a) Skizze des Bandverlaufs einer Si-MOSFET Struktur. An der Grenzschicht bildet sich aufgrund des Dreieckspotentials (lokales Potentialminimum für Elektronen) ein 2DES aus [Beenakker 91]. b) Selbstkonsistente Berechnung des Leitungsbandverlaufs einer modulationsdotierten Grenzflächenheterostruktur. Eine Lösung der Wellenfunktion für das im Dreieckspotential eingeschlossene Elektron ist ebenfalls eingezeichnet [Davies 98].

Bandverlauf

Skizzierte Bandverläufe derartiger Bandstrukturen sind in Abbildung 1.2 für einen MOSFET und eine Grenzflächenheterostruktur gezeigt. Die in b) von den Donatoren freigesetzten Elektronen werden von dem näherungsweise dreiecksförmigen Einschlusspotential eingefangen und bilden eine Flächenladungsdichte (englisch: “sheet density”) n_s aus, welche sich experimentell in Hall-Messungen zum Beispiel durch die Van-der-Pauw-Messmethode im Magnetfeld bestimmen lässt [Pauw 58]. Durch Verwendung eines direkt über der Heterostruktur aufgetragenen Schottky-Gatters (Metall-Halbleiter-Übergang, der eine Schottky-Barriere ausbildet) kann man elektrostatisch die auf die Elektronen einwirkende Potentiallandschaft verändern und somit in Grenzen die Ladungsdichte variieren [Wada 85],[Delalande 87].

Die Flächenladungsdichte wiederum beeinflusst viele wichtige Eigenschaften des 2DES, wie zum Beispiel den Fermi-Wellenvektor

$$k_F = \sqrt{\frac{4\pi n_s}{g_s g_v}} = \sqrt{2\pi n_s} \quad , \quad (1.4)$$

mit dem Spinentartungsfaktor $g_s=2$ und dem Valley - Entartungsfaktor $g_v=1$ in GaAs.

Ebenso geht die Flächenladungsdichte in die Fermi-Energie

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi n_s}{m^*} \quad , \quad (1.5)$$

und in die Fermi-Geschwindigkeit

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_s}}{m^*} \quad , \quad (1.6)$$

ein. Diese sind dabei ein Maß für die Energie und Geschwindigkeit der am Ladungsträgertransport beteiligten Elektronen.

Auch die Fermi-Länge λ_F ist durch

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (1.7)$$

mit der Flächenladungsdichte verknüpft.

Die Verminderung der unerwünschten Streuvorgänge durch die Modulationsdotierung bewirkt eine damit verbundene hohe Streuzeit

$$\tau = \frac{m^* \mu_e}{e} \quad (1.8)$$

und damit eine mittlere freie Weglänge (englisch: “mean free path”, mfp)

$$l_{\text{mfp}} = v_F \tau = \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_s} \mu_e}{e} \quad (1.9)$$

der (ballistischen) Elektronen von bis zu 3 nm, innerhalb derer sie im Mittel ihren ursprünglichen Impuls aufgrund von Streuvorgängen verloren haben [LMU 05].

Ein Blick auf die jeweils relevanten Längenskalen derartiger Systeme zeigt, dass diese sich im Übergangsbereich der mesoskopischen Physik befinden, in welcher sowohl makroskopische (klassische Betrachtung) als auch mikroskopische (quantenmechanische Betrachtung) Effekte von Bedeutung sind. Typischerweise ist dies der Fall, wenn die Ausdehnungen des Systems kleiner als die Phasenrelaxationslänge der Elektronen ist [Davies 98].

Bringt man derartige mesoskopische Strukturen in ein magnetisches Feld senkrecht zum 2DES ein, so ergeben sich magnetfeldabhängig als zwei weitere wichtige Kenngrößen der Zyklotronradius

$$r_{\text{cycl}} = \frac{\hbar k_F}{eB} = \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_s}}{eB} \quad , \quad (1.10)$$

welcher den klassischen Radius der Elektronenkreisbahnen im magnetischen Feld beschreibt, sowie die magnetische Länge

$$l_m = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} = \frac{26 \text{ nm}}{\sqrt{B/\text{T}}} \quad , \quad (1.11)$$

welche ein Maß für die Ausdehnung der Elektronen-Wellenfunktion im Magnetfeld darstellt.

Der Aufbau der für diese Arbeit verwendeten Heterostrukturen wird im Anhang A vorgestellt. Ebenso finden sich dort in der Tabelle A.1 einige der mit den spezifizierten Parametern für die Strukturen berechneten physikalischen Eigenschaften. Der Aufbau sowie die daraus berechnete Bandstruktur der in dieser Dissertation hauptsächlich benutzten Quantentopfstruktur D040715A ist zusätzlich in der Abbildung 2.1 zu sehen.

1.1.2 1DES : Quantendrähte und Quantenpunktkontakte

Schränkt man ein planares 2DES lateral in einer weiteren Dimension auf einer der Fermi-Länge vergleichbaren Größenordnung ein, so erhält man ein eindimensionales elektronisches System (1DES). Die laterale Einschränkung kann zum Beispiel durch Anlegen einer Spannung an geeignet positionierten Gattern erreicht werden. Der elektrostatische Einfluss der Gatter ist dabei positionsabhängig und man kann durch geeignete Wahl der Gatterspannung zum Beispiel eine lokale Verarmung des 2DES unterhalb der Gatter erreichen. Eine weitere Möglichkeit zur lateralen Einschränkung eines 2DES besteht in einer materiellen Einschränkung des funktionellen Heterostrukturgebiets durch Herausätzen von Heterostrukturmaterial. Hierbei leistet die Lithographietechnik einen entscheidenden Beitrag, da zum Beispiel mit der Rasterelektronenmikroskopie sowie mit den daran anschließenden Prozessschritten wie Entwickeln, Bedampfen, Lift-Off oder Ätzen schlussendlich Strukturen im Nanometerbereich erzeugt werden können. Gatterdefinierte 1DES können durch aufgedampfte Schottky-Gatter im sogenannten “split-gate”-Design realisiert werden [Thornton 86]. Eine weitere Ausführungsmöglichkeit eines 1DES besteht aus einem durch Seitengatter eingeschränktem 2DES. Dabei dienen (zum Beispiel durch Ätzen) abgetrennte Teile des 2DES als nicht mehr leitfähig mit dem “source”-“drain”-Stromkreis verbundene Gatter, welche so aus großer Nähe dem inhärenten Potentialverlauf der Heterostruktur ein durch die Gatterspannung variierbares elektrostatisches Feld überlagern können. Je nach geometrischer Anordnung der Seitengatter und des “source”-“drain”-Bereichs kann man so ebenfalls einen lateralen Einschluss erreichen [Wieck 90].

Bei der alternativen Realisierung einer allein durch Ätzen bewirkten lateralen Einschränkung wird der eindimensionale Kanal entweder durch ein vollständiges Wegätzen des umgebenden Materials ausgebildet (englisch: “deep-etching”). Das verbleibende Material wird dann als sogenannte “Mesa-Struktur“ bezeichnet. Oder aber man kann die laterale Einschränkung auch durch ein nur teilweises Wegätzen der den Kanal umgebenden Fläche (“shallow-etching”) erreichen [van Houten 86]. Dadurch werden lediglich die Donatoren der Modulationsdotierung entfernt wodurch sich darunter in der eigentlichen 2DES-Ebene an diesen Stellen aufgrund der geänderten elektrostatischen Randbedingungen kein intaktes 2DES mehr ausbildet.

Es zeigt sich, dass der “deep-etching”-Prozess aufgrund seines direkten “Einschneidens” in das 2DES die sich in der Nähe befindenden elektronischen Zustände wesentlich mehr beeinflusst als das “shallow-etching”, in beiden Fällen aber zusätzliche Effekte aufgrund der neu entstehenden Oberflächenzustände zu erwarten sind [Davies 98].

Durch den elektrostatischen Einfluss der Gatter (entweder der den Quantenpunkt-kontakt definierenden “split-gates” oder aber durch ein zusätzliches Topgate) kann man nun die Potentiallandschaft der Probe variieren [Laux 88]. Das sich ausbildende 1DES nennt man entweder Quantenpunkt-kontakt (englisch: “quantum point contact”, QPC) oder Quantendraht (englisch: “quantum wire”), je nachdem ob die

mittlere freie Weglänge l_{mfp} wie beim QPC größer oder wie beim Quantendraht kleiner als die Längendimension L des Transportkanals ist:

$$\text{QPC : } l_{\text{mfp}} > L > \lambda_{\text{F}} \quad \text{beziehungsweise Quantendraht : } L > l_{\text{mfp}} > \lambda_{\text{F}} \quad . \quad (1.12)$$

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich vor allem mit QPCs welche adiabatisch, das heißt durch einen möglichst kontinuierlichen Übergang, an die zweidimensionalen Reservoirs der “source”- und “drain”-Elektrode gekoppelt sind. Den Konventionen folgend, wird auch in der vorliegenden Dissertation die Wachstumsrichtung der Heterostruktur als \hat{z} -Richtung bezeichnet. Die Ebene des 2DES wird durch die zu \hat{z} orthogonalen Richtungsvektoren \hat{x} und \hat{y} aufgespannt. Die \hat{x} -Richtung definiert dabei die Achse des 1DES, die dazu orthogonale \hat{y} -Richtung wird als lateral bezeichnet.

1.1.3 ODES : Quantenpunkte

Eine weitere Lokalisierung der Elektronenwellenfunktionen ergibt eine erneute Reduktion der Dimensionalität auf ein null-dimensionales System. Diese Lokalisierung kann ungewollt durch Störstellen oder auch durch quantenmechanische Lokalisierungseffekte zustandekommen (zum Beispiel starke Lokalisierung, [Anderson 58] oder [Thornton 86]). Man kann diese Lokalisierung aber auch gezielt beeinflussen, wie es zum Beispiel beim Stranski-Krastanov-Wachstumsverfahren geschieht [Stranski 39]). Man kann die Lokalisierung sogar planvoll direkt herbeiführen wie es zum Beispiel bei den elektrostatisch durch Gatter definierten Quantenpunkten der Fall ist [Meirav 90]). Da Quantenpunkte die gezielte Separation und Manipulation einzelner Elektronen ermöglichen, gelten sie aktuell als vielversprechende Realisierungsmöglichkeit für Einzelphotonenquellen sowie für Ladungs- oder Spinqubits in der Quanteninformationsverarbeitung [Michler 00], [van der Wiel 02], [Loss 98].

1.2 Elektronischer Transport durch niederdimensionale Strukturen

1.2.1 Elektronischer Transport

Zustandsdichte

Die für den elektronischen Transport wichtige Zustandsdichte (englisch: “density of states”, DOS)

$$D(E) = \frac{\delta n(E)}{\delta E} \quad (1.13)$$

gibt an, wie viele Elektronenzustände $D(E) \cdot \Delta E$ im Einheitsvolumen sich in dem Energieintervall ΔE um die Energie E herum befinden. Die Dispersionsrelation $E(k)$ eines Elektrons nahe an einem Bandminimum entspricht dabei derjenigen eines freien Elektrons, wenn man den Einfluss des Kristalls durch Einführen der effektive Masse m^* korrigiert. Es ergibt sich somit nahe am Γ -Punkt

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1.14)$$

und daraus folgend wird $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* E}$ sowie $\frac{\delta k}{\delta E} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}}$ angenommen.

Die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte zeigt je nach Dimensionalität des Systems ein völlig unterschiedliches Verhalten.

Im Dreidimensionalen benötigt ein k -Zustand im reziproken Raum ein “Volumen” von $\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ und es sind daher mit dem Spinentartungsfaktor 2 insgesamt

$$n_{3D}(k) = 2 \cdot \left(\frac{4}{3}\pi k^3\right) \cdot \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \cdot \frac{1}{V} = \frac{k^3}{3\pi^2} \quad (1.15)$$

Zustände im Einheitsvolumen bis zum Betrag k des Wellenvektors besetzbar. Mit Variablenwechsel auf die Energie ergibt sich somit

$$D_{3D}(E) = \frac{\delta n_{3D}(k)}{\delta k} \cdot \frac{\delta k}{\delta E} = \frac{k^2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}} = \frac{2m^* E}{\hbar^2 \pi^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}} = \frac{\sqrt{2(m^*)^3}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \sqrt{E} \quad (1.16)$$

und damit eine im Wesentlichen wurzelförmig mit der Energie steigende Dichte der besetzbaren Zustände [Davies 98].

Im Zweidimensionalen gilt

$$n_{2D}(k) = 2 \cdot (\pi k^2) \cdot \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 \cdot \frac{1}{A} = \frac{k^2}{2\pi} \quad (1.17)$$

und somit

$$D_{2D}(E) = \frac{\delta n_{2D}(k)}{\delta k} \cdot \frac{\delta k}{\delta E} = \frac{k}{\pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}} = \frac{\sqrt{2m^* E}}{\hbar \pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (1.18)$$

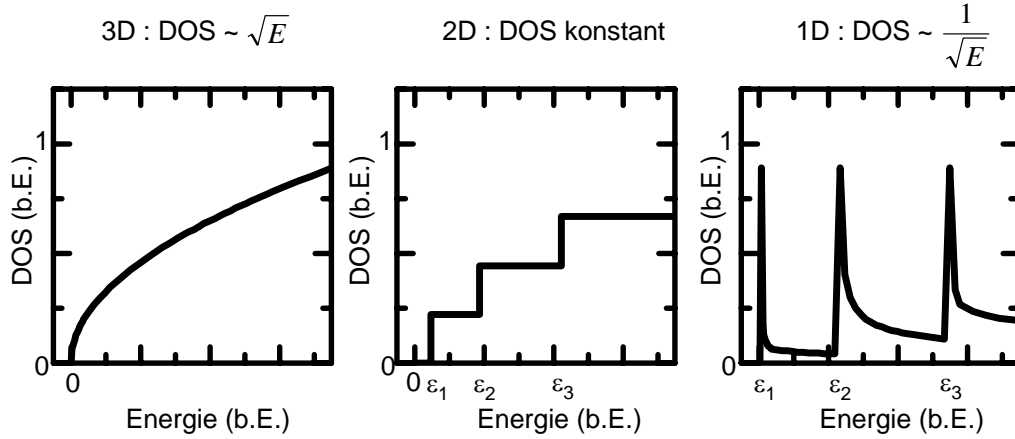


Abbildung 1.3: Skizze der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte (DOS) in 3D, 2D und 1D. Bei den quasi-niederdimensionalen Systemen ist die Überlagerung der jeweiligen Subbänder (Subbandböden bei ϵ_i) mit den Energieabhängigkeiten nach Gleichungen 1.16, 1.19 und 1.22 gezeigt.

und damit eine konstante Dichte der Zustände unabhängig von der Energie E [Davies 98]. Für Quasi-2D-Systeme bildet sich aufgrund der endlichen Einschränkung in der dritten Dimension und der damit verbundenen diskreten Subbandböden ϵ_n^{2D} eine Stufenfunktion für die Zustandsdichte aus:

$$D_{2DES}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_n \Theta(E - \epsilon_n^{2D}) \quad , \quad (1.19)$$

wobei die Heaviside-Stufenfunktion $\Theta(E - \epsilon_n^{2D})$ angibt, ob ein zweidimensionales Subband bei der entsprechenden Energie besetzbar ist.

Im Eindimensionalen gilt

$$n_{1D}(k) = 2 \cdot 2k \cdot \frac{L}{2\pi} \cdot \frac{1}{L} = \frac{2k}{\pi} \quad (1.20)$$

und somit

$$D_{1D}(E) = \frac{\delta n_{1D}(k)}{\delta k} \cdot \frac{\delta k}{\delta E} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E}} = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E}} \quad (1.21)$$

und damit eine im wesentlichen wurzelförmig mit der Energie fallende Zustandsdichte [Davies 98], welche sich in Quasi-1D Systemen aufgrund der zahlreichen eindimensionalen Subbandböden ϵ_n^{1D} wiederum aufaddiert:

$$D_{QPC}(E) = \sum_n \Theta(E - \epsilon_n^{1D}) \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E - \epsilon_n^{1D}}} \quad . \quad (1.22)$$

Abbildung 1.3 veranschaulicht diese Ergebnisse zusammenfassend.

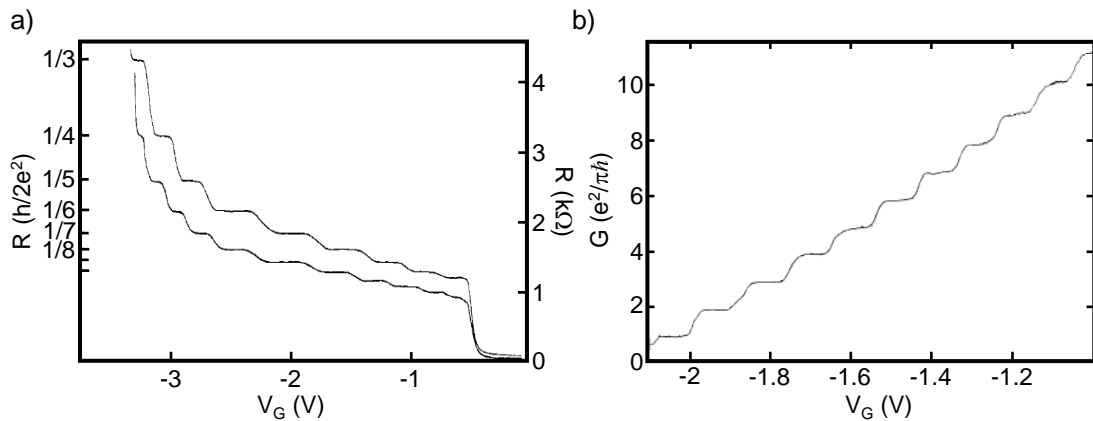


Abbildung 1.4: a) Gatterspannungsabhängigkeit des Gesamtwiderstands einer “hall-bar”-Probe mit aufgebrachten Gattern im “split-gate”-design. Es zeigen sich klare Stufen im Widerstand R [Wharam 88]. b) Die Gatterspannungsabhängigkeit des Leitwerts G (nach Korrektur mit dem Kontaktwiderstand) [van Wees 88a] zeigt deutliche Stufen in ganzzahligen Vielfachen des Leitwertquants G_0 .

Für Quantenpunkte besteht die Zustandsdichte aufgrund der diskreten Energieniveaus aus einer Aneinanderreihung von Delta-Funktionen.

Wie im Folgenden gezeigt wird, geht die Zustandsdichte in das für den elektrischen Strom zu berechnende Integral ein. Daher wird der elektronische Transport durch eine Nanostruktur stark von deren Dimensionalität beeinflusst. Bei einer endlichen Temperatur geht zusätzlich noch die Fermi-Verteilungsfunktion in die tatsächliche Besetzung der Zustände ein.

Leitwert

Eine zentrale Größe des elektronischen Transports in Nanostrukturen ist der Leitwert, welcher sich im Fall einer sogenannten Vierpunkt-Messung als Quotient eines durch den “source”- und “drain”-Kontakt aufgeprägten Stroms I und der an zwei anderen Kontakten hochohmig gemessenen, über die Nanostruktur abfallenden, Spannung U ergibt [Buettiker 86]

$$G_{4\text{-Punkt}} = \frac{I}{U} \quad . \quad (1.23)$$

Aber auch durch eine 2-Punkt-Messung (ohne zusätzliche Kontakte zum Messen der Spannung) kann man den Leitwert einer Nanostruktur berechnen, wenn man den Einfluss des seriellen Kontakt- und Zuleitungswiderstands R_S bei Anlegen einer externen Spannung U_0 berücksichtigt:

$$G_{2\text{-Punkt}} = \frac{I}{U_0 - R_S \cdot I} \quad . \quad (1.24)$$

Leitwertsquantisierung

Leitwertmessungen an einem Quantenpunktkontakt wurden erstmals im Jahr 1988 unabhängig voneinander von B. J. van Wees et al. und Wharam et al. durchgeführt [van Wees 88a], [Wharam 88]. Die Daten beider Messungen sind in Abbildung 1.4 gezeigt und weisen beide einen endlichen Leitwert auf. Dieser Leitwert zeigt eine Quantisierung in geradzahligen Vielfachen ($2n$) des Leitwertquants G_0

$$G = 2n \cdot G_0 = 2n \cdot \frac{e^2}{h} \quad . \quad (1.25)$$

Dabei entspricht das Leitwertquant

$$G_0 = \frac{1}{R_K} = \frac{e^2}{h} \quad , \quad (1.26)$$

dem Kehrwert der Klitzing-Konstante R_K .

Es ist an sich erstaunlich, dass in dem als ballistisch betrachteten Bereich des QPCs überhaupt Widerstand vorhanden ist. Jedoch muss man auch den Übergangsbereich zwischen dem 2DES der Kontakte und dem QPC betrachten. Picciotto *et al.* zeigten mit Hilfe einer Vierpunkt-Messung, dass der spezifische Zweipunkt-Widerstand von einem ‘‘Kontaktwiderstand’’ zwischen dem eindimensionalen System und den makroskopischen Elektronenreservoirs an den jeweiligen Enden des eindimensionalen Systems hervorgerufen wird [Picciotto 01].

Eine vereinfachte Betrachtung des mit Hilfe einer Zweipunktanordnung gemessenen Leitwerts einer nanostrukturierten Probe setzt reflexionsfreie Kontakte voraus. Das bedeutet, dass auf die ‘‘source’’- und ‘‘drain’’-Kontakte auftreffende Elektronen nicht zurückgestreut werden.

Das in Abbildung 1.5 a) gezeigte parabolische Potential schränkt die Bewegung in lateraler Richtung (im Folgenden auch als y -Richtung bezeichnet) für Elektronen mit der Maximalenergie E_F auf die Breite W ein. Bei Betrachtung als Teilchen im (unendlich tiefen) Potentialtopf besitzen die erlaubten diskreten k_y -Werte einen Abstand von jeweils $\frac{2\pi}{W}$ [Cohen-Tannoudji 99] und es gilt $-k_F < k_y < k_F$. Damit sind bei $T = 0$ K höchstens

$$N = 2 \cdot \lfloor \frac{k_F}{\frac{2\pi}{W}} \rfloor + 1 = \lfloor \frac{2W}{\lambda_F} \rfloor + 1 \quad (1.27)$$

Transversalmoden (Subbänder) besetzt.

Abbildung 1.5 b) zeigt von diesen Subbandböden ϵ_n ausgehend die parabelförmige Dispersionsrelation des in Längsrichtung (im Folgenden auch als x -Richtung bezeichnet) freien Elektrons, deren erlaubte Zustände bei $T = 0$ K bis zur Fermi-Energie E_F besetzt sind. Da die Elektronenzustände für $+k_x$ und $-k_x$ symmetrisch besetzt sind, ist der netto-Strom durch die Struktur gleich null. Abbildung 1.5 c) zeigt die Situation bei Anlegen einer Spannung V_{SD} . Das chemische Potential am ‘‘source’’-Kontakt verschiebt sich relativ zu demjenigen am ‘‘drain’’-Kontakt. Die

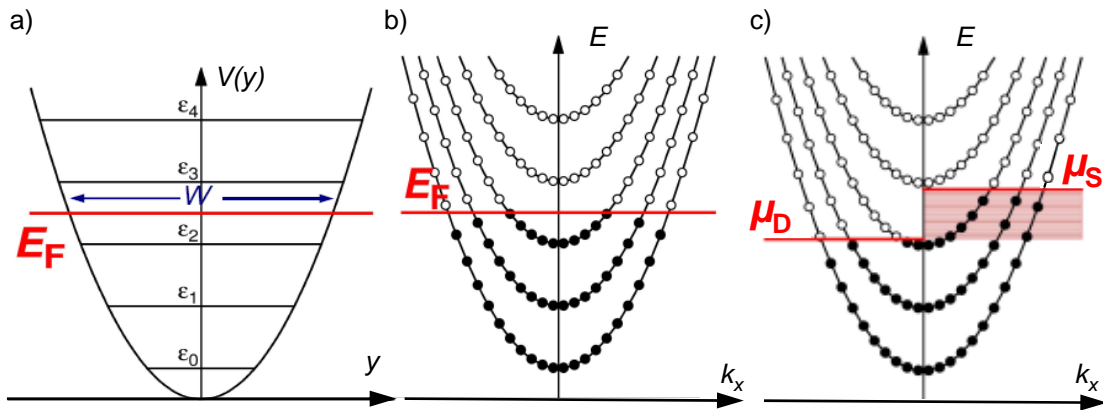


Abbildung 1.5: Skizze der Besetzung der elektronischen Zustände, dabei symbolisieren (un)gefüllte Kreise (un)besetzte Zustände. a) Das im Ortsraum in y -Richtung gezeigte einschränkende parabolische Potential führt zur Ausbildung von eindimensionalen Subbändern mit den Subbandböden bei ϵ_n . b) Dispersionsrelation der jeweiligen Subbänder ausgehend vom jeweiligen Subbandboden bei ϵ_n . c) Nach Anlegen einer “source”-“drain”-Spannung haben “source” und “drain” unterschiedliche chemische Potentiale μ_S und μ_D .

Zustände sind nicht mehr symmetrisch bezüglich $k = 0$ besetzt, und der schraffierte Bereich in der Abbildung trägt zu einem netto-Strom bei. Falls die Elektronen innerhalb des QPCs keine Stöße erleiden (also im ballistischen Bereich) ergibt sich daher der Strom durch eine Subbandmode bei einem Unterschied der chemischen Potentiale von $\Delta\mu = \mu_S - \mu_D = eV_{SD}$ zu [Davies 98]

$$\begin{aligned}
 I_n &= e \int_{E_F}^{E_F + \Delta\mu} \frac{1}{2} D_{1D,n}(E) \cdot v_n(E) dE = \frac{e}{2} \int_{E_F}^{E_F + \Delta\mu} \sqrt{\frac{2(E - \epsilon_n)}{m^*}} \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E - \epsilon_n}} dE \\
 &= \frac{e}{2} \int_{E_F}^{E_F + \Delta\mu} \frac{2}{\pi\hbar} dE = \frac{e}{\pi\hbar} \Delta\mu = \frac{2e}{h} \cdot eV_{SD} \quad . \quad (1.28)
 \end{aligned}$$

Da der Integrand unabhängig von der Energie ist, trägt im Eindimensionalen jedes Subband gleich zum Stromtransport bei und der Leitwert eines QPCs ergibt sich aus der Summe der einzelnen Leitwerte aller N besetzter Bänder zu

$$G_{\text{QPC}} = \frac{\sum_{n=1}^N I_n}{V_{SD}} = N \cdot \frac{2e^2}{h} \quad . \quad (1.29)$$

Eine vollständige Beschreibung ist mit Hilfe des Landauer-Büttiker-Formalismus [Landauer 57], [Buettiker 85] möglich. Dieser Ansatz verwendet Transmissions- und Reflexionskoeffizienten und beinhaltet Streuereignisse sowie die Ankoppelung an das zweidimensionale Elektronenreservoir. Dabei modelliert man den QPC als eine Anzahl N von leitenden Kanälen (Subbändern). Die Streuung zwischen dem Subband

n und m wird durch die Streuamplitude t_{nm} ausgedrückt und man erhält dann beispielsweise für den Leitwert eines reflexionsfreien QPCs die Beziehung

$$G_{\text{QPC}} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m=1}^N |t_{nm}|^2 . \quad (1.30)$$

Mit den Voraussetzungen des vereinfachten Modells (keine Intersubbandstreuung) ergibt sich $t_{nm} = \delta_{nm}$ und damit wieder das Ergebnis aus Gleichung 1.29.

Ebenfalls kann man zeigen, dass bei Verlassen des mesoskopischen Bereichs, zum Beispiel für Quantendrähte großer Länge $L \gg l_{\text{mfp}}$ das Ergebnis in das bekannte makroskopische, längenabhängige Ohmsche Gesetz übergeht [Davies 98].

1.2.2 Elektronischer Transport im Magnetfeld

Das Anlegen eines magnetischen Feldes B_{\perp} orthogonal zur 2DES-Ebene bewirkt eine Lorentzkraft auf die sich in der Ebene bewegenden Elektronen. Bei genügend starkem Feld werden diese innerhalb der Probe auf Kreisbahnen mit dem Zyklotronradius $r_{\text{cycl}} = \frac{\hbar k_F}{eB_{\perp}}$ und der Zyklotron(kreis-)frequenz $\omega_{\text{cycl}} = \frac{e}{m^*} B_{\perp}$ gezwungen. Bleibt die Phasenkohärenz während eines Umlaufs erhalten, d.h. ist die Phasenkohärenzzeit länger als die Umlaufzeit, so kann das Elektron mit sich selber interferieren, und es kommt zur Ausbildung eines quantisierten Bahndrehimpulses. Die sich dabei ausbildenden Energieniveaus sind nicht von den Kristallimpulskomponenten in der Ebene k_x und k_y , sondern lediglich vom Wert der Bahndrehimpulsquantenzahl l abhängig [Weisbuch 91]

$$E_l = \hbar\omega_{\text{cycl}} \left(l + \frac{1}{2} \right) , \quad (1.31)$$

das heißt, dass die Zustände mit der gleichen Quantenzahl l energetisch entartet sind. Diese Energieniveaus werden als Landau-Niveaus bezeichnet und ihre Energie nimmt proportional mit dem Magnetfeld zu.

Gleichzeitig kann jedes Landau-Niveau in Abhängigkeit von B insgesamt

$$n_l = \frac{eB_{\perp}}{h} \quad (1.32)$$

Elektronen aufnehmen. Das bedeutet bei $T = 0$ K sind in einer Probe mit Elektrodendichte n beim Anlegen eines Magnetfeldes B jeweils

$$\nu = \frac{n}{\frac{eB_{\perp}}{h}} \quad (1.33)$$

Landau-Niveaus besetzt. Daher bezeichnet man die Größe ν auch als Füllfaktor [Ihn 03]. Beim bisher betrachteten spinentarteten Fall sind jeweils 2 Landau-Niveaus energetisch entartet.

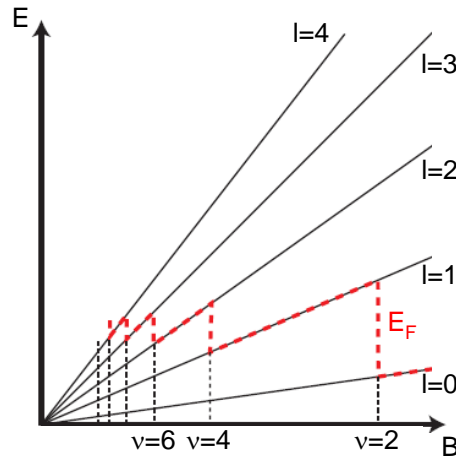


Abbildung 1.6: Skizze der elektronischen Energieniveaus eines 2DES im Magnetfeld. Für ein gegebenes Landauniveau mit der Quantenzahl l nimmt die Energie linear mit dem Magnetfeld B und einer von l abhängigen Steigung zu. Die rot gestrichelte Linie zeigt die Oszillation der Fermienergie E_F mit einer $\frac{1}{B}$ -Periodizität (nach [Ihn 03]).

Bei einer festen Elektronendichte n kann das unterste Landauniveau für sehr hohe Magnetfelder alle Elektronen aufnehmen und beinhaltet sogar noch freie Zustände. Reduziert man das Magnetfeld und damit auch die pro Landauniveau maximal mögliche Anzahl von Elektronen, so erreicht man unterhalb einer bestimmten Magnetfeldstärke eine volle Besetzung des untersten Landauniveaus ($\nu = 2$ für ein spinentartetes System). Reduziert man das Magnetfeld nun noch weiter, so müssen die im untersten Landauniveau überschüssigen Elektronen auf das energetisch nächsthöherliegende Landauniveau ausweichen. Deshalb springt die Fermienergie E_F bei jedem Überschreiten eines geradzahligem Füllfaktors ν und sinkt danach wieder mit sinkendem Magnetfeld nach Gleichung 1.31. Daher entsteht das in Abbildung 1.6 gezeigte fächerartige Energiediagramm (Landau-Fächer) mit einer $\frac{1}{B}$ -periodischen Oszillation des Fermienergieaus.

Zieht man zusätzlich den Spin der Elektronen in Betracht, so ergibt sich aufgrund der Zeeman-Aufspaltung eine Aufhebung der Spinartung der Landauniveaus. Mit dem gyromagnetischen Faktor g^* und dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ ergeben sich die möglichen Energieniveaus zu

$$E_l^\pm = \hbar\omega_{\text{cycl}} \left(l + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B_\perp \quad (1.34)$$

und führen daher zu der in Abbildung 1.7 gezeigten Zustandsdichte

$$D_{2D}(E, B) = \frac{eB_\perp}{h} \sum_{l, \sigma=\pm} \delta(E - E_l^{(\sigma)}) \quad (1.35)$$

In der Abbildung wird anstatt der idealisierenden Delta-Funktion eine Verbreiterung

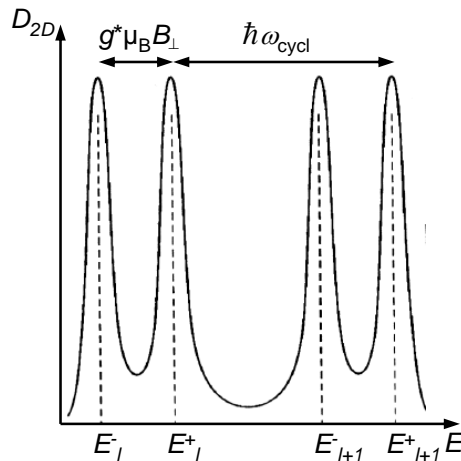


Abbildung 1.7: Skizze der (spinaufgespaltenen) Zustandsdichte für Elektronen im Magnetfeld. Die aufgrund von Streuung verbreiterten Landauniveaus besitzen einen energetischen Abstand von $\hbar\omega_{cycl}$. Zusätzlich sind die Niveaus für “up”- oder “down”-Elektronenspins aufgrund der Zeemanaufspaltung um $g^*\mu_B B_{\perp}$ aufgespalten (nach [Ihn 03]).

der Energieniveaus skizziert, wie sie zum Beispiel durch Streuung an räumlichen Potentialfluktuationen verursacht wird [Ihn 03].

Im Falle kleiner Magnetfelder sind mit $\nu = \frac{E_F}{\hbar\omega_{cycl}}$ sehr viele spinentartete Landauniveaus mit jeweils lediglich $\frac{2eB}{h}$ Elektronen besetzt. Die Dichte der besetzten Zustände beträgt dabei

$$n_s = \frac{2eB}{h} \frac{E_F}{\hbar\omega_{cycl}} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} E_F \quad , \quad (1.36)$$

geht also im Grenzfall für verschwindendes Magnetfeld und verbreiterte Landauniveaus in die konstante Zustandsdichte eines 2DES über.

Führt man im Magnetfeld Leitwert- oder Widerstandsmessungen durch, so erhält man, wie in [Fowler 66] zum Nachweis der konstante Zustandsdichte eines 2DES gezeigt, Shubnikov-de Haas Oszillationen im Zweipunkt-Leitwert (Abbildung 1.8). Ein Leitwertmaximum erhält man immer dann, wenn in einem kleinen Energiebereich um die Fermienergie herum eine hohe Zustandsdichte zu finden ist, da für den elektronischen Transport sowohl besetzte als auch unbesetzte elektronische Zustände zur Verfügung stehen müssen. Dies ist vor allem in einem kleinen energetischen Bereich um die Fermienergie herum der Fall. In dem Experiment von Fowler *et. al* wird bei festem Magnetfeld durch Variation einer Gatterspannung die Ladungsträgerdichte variiert. Nach Gleichung 1.5 variiert damit auch das Fermienergielevel proportional zu der Gatterspannung und verschiebt sich somit energetisch relativ zu den festen Landauniveaus. In einer anderen Variante der Messung von Shubnikov-de Haas Oszillationen hält man die Ladungsträgerdichte und somit auch die Fermienergie konstant und variiert das Magnetfeld. Dadurch verschieben sich, wie in

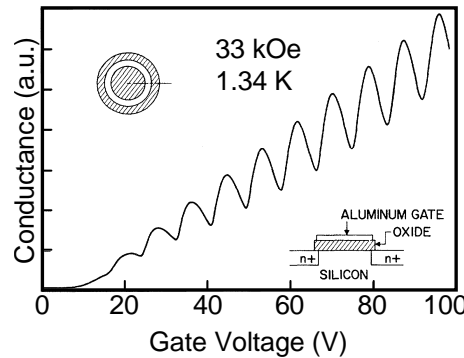


Abbildung 1.8: Zweipunkt-Leitwert der skizzierten Silizium MOS-Struktur in Corbino-Geometrie bei einer Temperatur von 1.34 K und einem Magnetfeld von 3.3 T. Durch Veränderung der Gatterspannung bewirkt man eine Veränderung der Ladungsträgerdichte n_s und dadurch der Fermienergie E_F . Daher werden bei steigender Spannung sukzessiv neue Landau-niveaus durchfahren und man erhält das bekannte Bild der Shubnikov-de Haas Oszillationen (nach [Fowler 66]).

Gleichung 1.31 beschrieben, die Landau-niveaus und schieben sich durch die feste Fermienergie. In beiden Fällen verändert sich der Leitwert mit einer festen Periode oszillatorisch um den klassischen Leitwert herum, was im Experiment von Fowler auf diese Weise erstmals zeigte, dass jedes voll gefüllte Landau-niveau eine gleiche Anzahl von Elektronen beinhaltet und somit den Nachweis eines echt zweidimensionalen Systems lieferte. In dem Experiment mit einem variablen Magnetfeld erwartet man immer dann ein Leitwertmaximum, wenn die Energie eines Landau-niveaus mit der Fermienergie übereinstimmt, also für

$$\begin{aligned}
 E_F &= E_l \\
 \frac{\hbar^2 \pi n_s}{m^*} &= \frac{e\hbar}{m^*} B_{\perp} \left(l + \frac{1}{2} \right) \\
 \frac{1}{B_{\perp}} &= \frac{e}{\pi \hbar n_s} \left(l + \frac{1}{2} \right) = \frac{2e}{\hbar n_s} \left(l + \frac{1}{2} \right) \quad . \quad (1.37)
 \end{aligned}$$

Trägt man den Leitwert gegenüber dem inversen Magnetfeld $\frac{1}{B}$ auf, so kann man aus dem äquidistanten Abstand benachbarter Maxima

$$\Delta \left(\frac{1}{B_{\perp}} \right) = \frac{2e}{\hbar n_s} = 0.48 \cdot 10^{11} \frac{\text{cm}^{-2}}{\text{T}} \frac{1}{n_s} \quad (1.38)$$

auf die Ladungsträgerdichte n_s im 2DES schließen [Ihn 03].

Im ballistischen Regime, also wenn die Abmessungen der Probe kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen sind, so erhält man durch das Anlegen eines

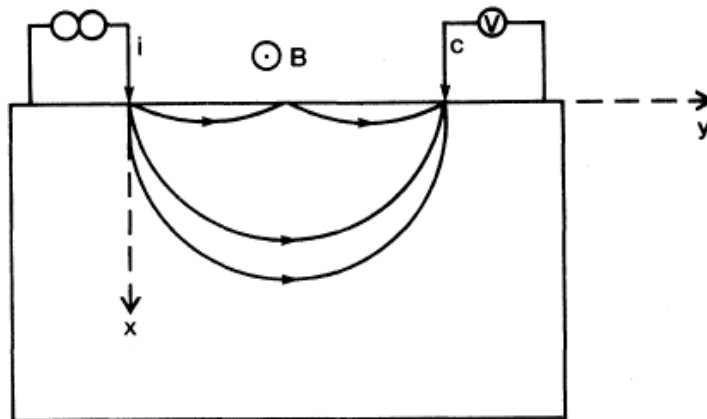


Abbildung 1.9: Skizze eines Elektronenfokussierungs-Experiment. Elektronentrajektorien welche den Injektor i in der Normalenrichtung x verlassen, werden auf den Kollektor QPC c fokussiert. Elektronentrajektorien anderer Ausgangsrichtungen können durch reflektierende Streuung über “skipping orbits” ebenfalls an den Kollektor QPC gelangen [van Houten 89].

magnetischen Feldes einen sehr anschaulichen Hinweis auf das Wirken der Lorentzkraft auf die ballistischen Elektronen. Bei Experimenten zur “magnetischen Steuerung” (englisch “magnetic steering”) werden beispielsweise einem Kollektor-QPC von einem Injektor-QPC in gerader Linie ballistisch Elektronen zugeführt, welche man als Stromfluss zwischen den beiden QPCs detektieren kann [Molenkamp 90]. Schaltet man ein Magnetfeld zu, so werden die Elektronen von diesem geraden Weg abgelenkt und können durch eine extra Elektrode abgeführt werden. Der gemessene Stromfluss durch beide QPCs wird dadurch also stark unterdrückt. Ein weiterer Typus von Experimenten, welcher zur Identifikation von ballistischem Transport dient sind die sogenannten “magnetischen Fokussierungs”-Experimente (englisch “magnetic focusing”), welche auf einen auch mit Metallen realisierbaren Vorschlag aus dem Jahre 1965 zurückgeht [Sharvin 65] und in 2DES Systemen zum Beispiel in [van Houten 89] beschrieben ist. Dabei sind Injektor-QPC und Kollektor-QPC nicht mehr in gerader Linie, sondern im Gegenteil seitlich nebeneinander angebracht. Für einen messbaren Stromfluss durch beide QPCs müssen die ballistischen Elektronen durch die Lorentzkraft halbkreisförmig abgelenkt werden. Man detektiert aber nicht nur für ein bestimmtes Magnetfeld ein Maximum im Stromfluss sondern auch bei Vielfachen davon, da neben der direkten Fokussierung in den Kollektor-QPC auch die Elektronen gemessen werden, die in sogenannten skipping-orbits nach jeweiliger Rückstreuung an der Potentialwand nach mehreren kreisbogenförmigen Bahnabschnitten in den Kollektor-QPC fokussiert werden (Abbildung 1.9).

Bei hohen Magnetfeldern sind die Elektronen im Inneren der Probe lokalisiert und elektronischer Transport findet nur am Probenrand durch die sogenannten Randkanäle statt [Halperin 82]. In einer Vierpunkt-Messung könnte man die Quer-

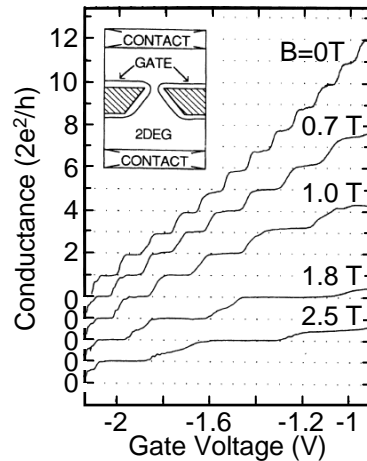


Abbildung 1.10: Gatterspannungsabhängigkeit des differentiellen Leitwertes bei verschiedenen Magnetfeldstärken nach Abzug eines seriellen Widerstands, gemessen bei $T = 0.6\text{ K}$. Zur Übersichtlichkeit sind die Kurven verschoben. Man sieht die durch das magnetische Feld hervorgerufene Streckung der Leitwertplateaus und die Aufhebung der Spinentartung für hohe Magnetfelder (nach [van Wees 91]).

spannung des Quanten-Hall-Effekt messen. Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt jedoch auf Zweipunkt-Messungen zur Untersuchung des elektronischen Transports durch eindimensionalen Nanostrukturen.

Beim eindimensionalen elektronischen Transport zeigt die Anwesenheit eines Magnetfeldes bei niedrigen Feldstärken keine Änderung des eindimensionalen Charakters und der vorliegenden Quantisierung des Transports. Bei Steigerung der Magnetfeldstärke beobachtet man einen graduellen Übergang zwischen der auf den Potentialeinschluss beruhenden Leitwertquantisierung aus Gleichung 1.29 und der durch Gleichung 1.35 beschriebenen Quantisierung in starken magnetischen Feldern. Im Übergangsbereich erzeugt das magnetische Feld gemischte (englisch “hybrid”) magnetoelektrische Subbänder und die Elektronenenergien lassen sich durch

$$E_n = \left(n - \frac{1}{2}\right)\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \pm \frac{1}{2}g^* \mu_B B_\perp \quad (1.39)$$

mit der “hybridisierten” Energieskala der Subbandböden

$$\hbar\omega = \sqrt{(\Delta\epsilon_n^{1D})^2 + (\hbar\omega_{\text{cycl}})^2} \quad (1.40)$$

und der magnetoelektrischen Masse

$$m = m^* \frac{(\hbar\omega)^2}{(\Delta\epsilon_n^{1D})^2} \quad (1.41)$$

beschreiben [Berggren 86].

Die in [Wharam 88] und [van Wees 88b] erstmals beobachtete und in [van Wees 91] weiter ausgeführte magnetfeldabhängige Zunahme des energetischen Abstands zwischen den gemischten magnetoelektrischen Subbändern führt zu einer magnetischen Reduktion der Zahl der Leitwertplateaus bei gegebener Gatterspannung. Experimentell bedeutet dies, dass man für steigende Magnetfeldstärken immer größere Gatterspannungen benötigt, um die entsprechenden Leitwertstufen zu erreichen (Abbildung 1.10). Gleichzeitig ist der in Gleichung 1.39 enthaltene Zeeman-Term für eine Aufhebung der Spinartung des Leitwerts bei hohen Magnetfeldern verantwortlich, man kann daher auch Plateaus bei ungeradzahligem Vielfachen von $\frac{e^2}{h}$ beobachten.

1.3 Optische Anregung

1.3.1 Optische Anregung in Halbleitern

Durch Einstrahlung von Licht einer definierten Wellenlänge kann man mittels des Zusammenhangs zwischen Wellenlänge λ und Photonenenergie $E_{\text{PHOTON}} = \frac{hc}{\lambda}$ gezielt Übergänge einer definierten Energie im Halbleiter anregen. Man unterscheidet hierbei zwischen Intrabandübergängen und Interbandübergängen.

Intraband (Intersubband)

Bei den Intrabandübergängen wechselt ein Elektron innerhalb eines Bandes von einem niederenergetischen elektronischen Zustand auf einen höherenergetischen Zustand [Weisbuch 91]. Aufgrund des vernachlässigbaren Wellenvektors der Photonen findet ein derartiger Übergang quasi “senkrecht” im $E(k)$ -Schema statt. Betrachtet man diesen Prozess zwischen den Leitungsbandsubbändern eines Quantentopfs, so sind die für den Übergang benötigten Energien typischerweise im Bereich von wenigen meV. Dies entspricht einer optischen Wellenlänge von etwa 1 mm, also Licht im Ferninfraroten.

Interband

Bei Interbandübergängen liegt der angeregte Zustand in einem höherenergetischen Band [Weisbuch 91]. Man erzeugt zum Beispiel durch Anregen eines Elektrons aus dem Valenzband ins Leitungsband effektiv ein Elektron-Loch-Paar. Daher muss auch die Dispersionsrelation der Löcher in Betracht gezogen werden. Für das gewählte Materialsystem GaAs sowie für $x < 0.4$ bei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ liegt eine direkte Bandlücke vor [Saxenat 80], das heißt optische Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband (Interbandübergang) erfolgen bei der Bandkantenenergie E_g senkrecht ohne zusätzlichen Kristallimpulsübertrag direkt am Γ -Punkt (der k -Vektor des Photons ist im allgemeinen im Vergleich zu den k -Vektoren in der Brillouin-Zone vernachlässigbar gering) [Davies 98].

Es gibt verschiedene Techniken, die elektronischen Zustände mit optischen Verfahren zu untersuchen. In der Transmissionsspektroskopie regt man beispielsweise

mit Photonenenergien oberhalb der Bandlückenenergie an und bestimmt anschließend wellenlängenabhängig den Absorptionsgrad im transmittierten Licht [Dingle 74]. In Photolumineszenzmessungen regt man oberhalb der Bandlückenenergie an und nimmt das bei der anschließenden Rekombination ausgestrahlte Licht spektral aufgelöst auf [Brunner 92]. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Photoleitwerts- und Photostrommessungen regt man optisch mit Photonenenergien an, welche ungefähr der Bandlückenenergie entsprechen, weist die Anregungszustände dann aber elektronisch über den Stromfluss durch die Probe nach.

1.3.2 Optische Anregung in niederdimensionalen Strukturen

Eine bemerkenswerte Eigenschaft niederdimensionaler Strukturen ist die Stärke der intrinsischen optischen Effekte im Vergleich zum dreidimensionalen Fall [Weisbuch 91]. Diese höhere Effizienz beruht auf der geänderten Zustandsdichte. Im Allgemeinen beschreibt man die durch das Photon vermittelte Übergangsrate vom Anfangszustand $|i\rangle$ in den Endzustand $\langle f|$ mit Hilfe der Störungsrechnung und in elektrischer Dipolnäherung durch Fermi's Goldene Regel [Weisbuch 91]

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i,f} \langle f | -e\mathbf{r}\mathbf{E} | i \rangle^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad . \quad (1.42)$$

Dabei bezeichnen E_i beziehungsweise E_f die Energie des Anfangs- beziehungsweise Endzustands. Das optische Dipolmatrixelement $\langle f | -e\mathbf{r}\mathbf{E} | i \rangle$ enthält die Dipolachse \mathbf{r} des Übergangs und die Stärke sowie Polarisationsrichtung des ankoppelnden elektrischen Feldes \mathbf{E} des anregenden Lichts.

Man kann zeigen, dass das optische Matrixelement für Interband-Übergänge in zwei Dimensionen im Wesentlichen gleich dem optische Matrixelement für Interband-Übergänge in drei Dimensionen ist, aber durch die Einschränkung auf zwei Dimensionen mehr Zustände für die optischen Übergänge zur Verfügung stehen [Weisbuch 91]. Die optischen Übergänge sind aufgrund des vernachlässigbar kleinen k -Vektors der einfallenden Photonen im Wesentlichen k erhaltend und werden daher in einem Energieschema als senkrechter Übergang dargestellt. Abbildung 1.11 zeigt die Grundzüge der Interbandanregung an einem Quantentopf. Da hier Übergänge vom Valenzband zum Leitungsband beobachtet werden, muss man zusätzlich auch die Natur der Lochzustände im anisotropen und nicht-parabolischen Valenzband beachten.

In einem stark vereinfachten Bild des Valenzbandes besitzt dieses die Symmetrie von p -Orbitalen [Davies 98]. Schon dadurch kann man anschaulich verstehen, dass die Elektronen entlang der Orbitalachsen aufgrund des höheren Überlapps eine erhöhte Beweglichkeit gegenüber den zwei dazu orthogonalen Richtungen haben und daher ein einfach entartetes Band von "leichten Löchern" (englisch "Light Holes", LH) einem zweifach entarteten Band mit "schweren Löchern" (englisch "Heavy

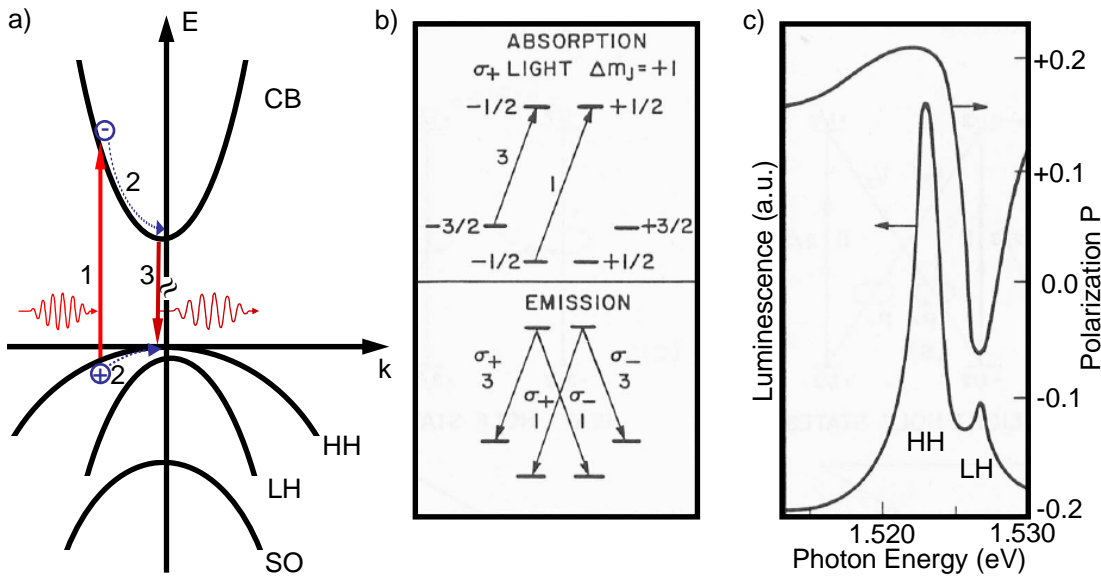


Abbildung 1.11: a) Skizze der Bandstruktur eines Quantentopfs. Die Valenzbandentartung am Γ -Punkt ($k = 0$) ist aufgrund der Spin-Bahn (SO) Wechselwirkung aufgehoben. Ebenso ist aufgrund der Quantisierung in Wachstumsrichtung auch die Entartung zwischen schweren Löchern (HH) und leichten Löchern (LH) aufgehoben. Es ist ein typischer Photolumineszenz-Prozess skizziert: Ein einfallendes Photon verursacht einen Interbandübergang (1). Das erzeugte Loch und Elektron relaxiert sehr schnell innerhalb des Subbands (2) und rekombiniert schließlich am Γ -Punkt (3). b) Energie- und Übergangsschema für Absorption beziehungsweise Emission von zirkular polarisiertem Licht. Die Löcher im Valenzband besitzen die Gesamtdrehimpulsquantenzahl $J = \frac{3}{2}$ und deren z-Komponente $m_J = \pm \frac{3}{2}$ für HH beziehungsweise $\frac{1}{2}$ für LH, für die Leitungsbandelektronen gilt $J = \frac{1}{2}$ und daher $m_J = \pm \frac{1}{2}$. Die Zahlen geben die relativen Dipolstärken an. c) Spektral aufgelöstes Photolumineszenzsignal und dessen zirkuläre Polarisation nach σ_+ -Anregung. Es zeigen sich dabei deutlich die Polarisation und Gewichtung der Lumineszenzamplitude für das HH- beziehungsweise LH-Subband gemäß den Dipolstärken der jeweiligen Rekombinationen. Nach [Weisbuch 91].

Holes”, HH) gegenüber steht. Genauere Beschreibung im Rahmen der $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Theorie, des Kane-Modells sowie des Luttinger-Modells erlauben Betrachtungen und numerische Berechnungen wachsender Komplexität [Davies 98].

Da der relativistische Effekt der Spin-Bahn Kopplung (englisch “spin orbit”, SO) abhängig vom Lochgesamts spin J ist, kommt es zur Energieaufspaltung zwischen den Γ_8 -Valenzbändern mit $J = \frac{3}{2}$ (LH und HH) und dem Γ_7 -Valenzband mit $J = \frac{1}{2}$. Da diese Aufspaltung in GaAs einen Wert von $\Delta = 340 \text{ meV}$ besitzt [Davies 98], wird dieses Band im Weiteren für annähernd resonante Interbandanregungen nahe der Bandkante nicht mehr betrachtet. Führt man durch das Wachsen eines Quantentopfs oder durch Verspannung einen Bruch der kubischen Symmetrie beziehungsweise eine Reduktion auf eine tetragonale Symmetrie durch, so ändert sich die Energie des

p_z -Orbitals relativ zu derjenigen der entarteten p_x und p_y -Orbitale. Daraus resultiert für $k = 0$ eine Energieaufspaltung des HH-Bands (mit der z-Komponente $m_J = \pm\frac{3}{2}$) gegenüber dem LH-Band (mit der z-Komponente $m_J = \pm\frac{1}{2}$). Käme es aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen zu einer Überschneidung der Bänder, stellt sich aufgrund der Kopplung zwischen den Bändern ein sogenanntes “Anti-crossing” ein, und die Bänder mischen stark. Regt man wie in Abbildung 1.11 b) skizziert mit σ_+ zirkular polarisiertem Licht an, so erhält man Übergänge mit $\Delta m_J = 1$. Dies führt aufgrund der unterschiedlichen Energien des LH- und HH-Bandes zu den in Abbildung 1.11c) gezeigten Maxima in der Photolumineszenz [Weisbuch 91].

Nicht immer kommt es zu einer schnellen Rekombination. Wie in [Stormer 79] berichtet, kann der Leitwert einer auf circa $T = 4$ K gekühlten Heterostruktur durch Beleuchtung dauerhaft (in der Größenordnung von bis zu Tagen) erhöht werden (persistent photoconductivity, PPC). Dies lässt sich zum einen durch die Ionisation ausgefrorener DX-Fehlstellen [Nelson 77] (Silizium als Substitutionsatom) und zum anderen durch von internen Feldern getrennte Exzitonen im GaAs erklären [Kastalsky 84].

Einfluss elektrischer Felder auf die optischen Übergänge

Durch elektrische Felder kann man gezielt Einfluss auf die Bandstruktur und damit auf die möglichen optischen Übergänge ausüben. Abbildung 1.12 zeigt zusammenfassend den Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Elektronenwellenfunktionen in einem 2DES und auf die entsprechende optische Absorption.

Im Volumenmaterial bewirkt das Anlegen eines elektrischen Feldes den Franz-Keldysh Effekt für freie Elektronen [Franz 58], [Keldysh 58]. Das E-Feld verkippt die Leitungs- und Valenzbandkante. Aufgrund des nicht plötzlichen, sondern lediglich exponentiellen Abfalls der Elektronenwellenfunktion für Energien knapp unterhalb der Bandlücke ergibt sich eine endliche Übergangswahrscheinlichkeit und damit Absorption/Emission unterhalb der Bandlückenenergie (Abbildung 1.12 a)). Für Elektronen im 2DES einer Heterostruktur ergibt sich derselbe Mechanismus bei Anlegen eines elektrischen Feldes in der 2DES-Ebene. Durch die internen elektrischen Felder sowie bei Anlegen eines elektrischen Feldes in Wachstumsrichtung ergibt sich jedoch orthogonal zur 2DES-Ebene der in 1.12 b) skizzierte “quantum-confined stark effect”. Durch die Bandverkipfung verschieben sich die Schwerpunkte der Elektronen- und Lochwellenfunktionen, und es ergeben sich neue Energieniveaus mit einem kleineren Abstand zueinander. Da die Elektronen und Löcher durch den Quantentopf in Wachstumsrichtung lokalisiert sind, ist weiterhin eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit gegeben. Abbildung 1.12 d) zeigt für diesen Fall eine Absorptionsmessung. Es zeigen sich deutliche Maxima in der Absorption bei Einstrahlung von Licht mit der jeweiligen Übergangsenergie. Diese sinkt mit steigendem elektrischen Feld, das heißt man beobachtet eine Rotverschiebung in der spektralen Absorptionsmessung. Trotzdem sind die Maxima des Übergangs vom HH beziehungsweise LH-Band ins

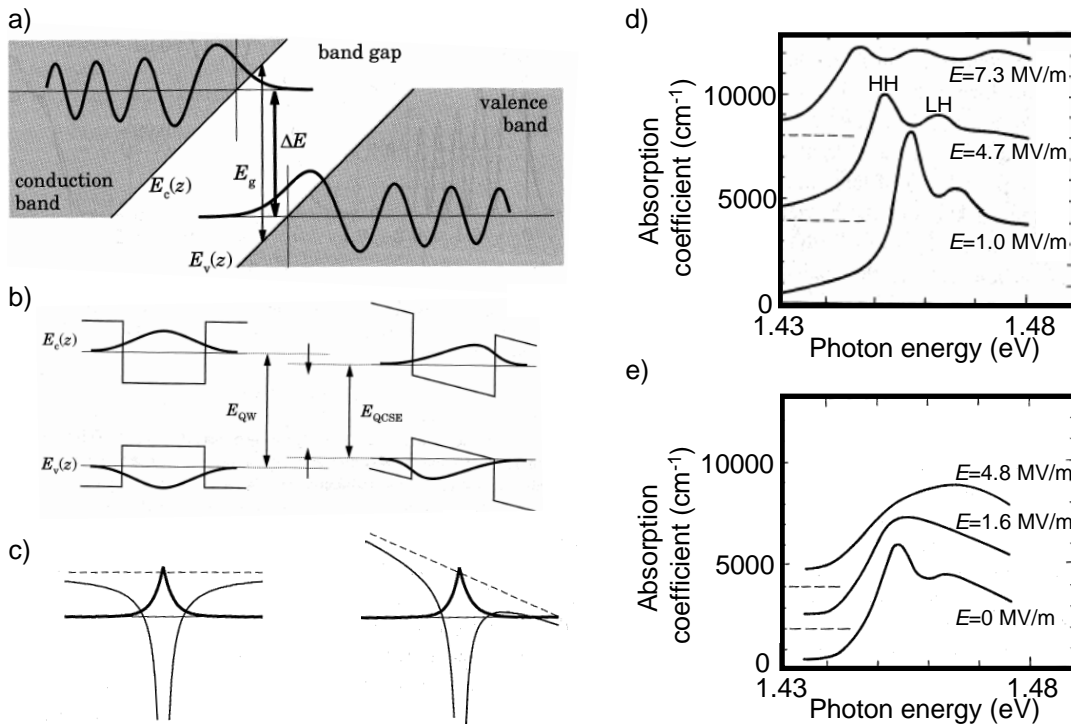


Abbildung 1.12: Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Elektronenwellenfunktionen und die optische Absorption: a) Franz-Keldysh-Effekt auf die Interband-Absorption im Dreidimensionalen. Durch das elektrische Feld werden die Leitungs- und Valenzbandkante linear verkippt. Da die Wellenfunktionen der freien Elektronen in diesem Gebiet mit einem exponentiellen Abfall in die Bandlücke tunneln, ergibt sich ein Überlapp der Wellenfunktionen auch für $\Delta E < E_G$. b) Elektron- und Lochwellenfunktion im Quantentopf. Ohne elektrisches Feld (links) ist der Energieabstand E_{QW} . Bei Anlegen eines elektrischen Feldes (rechts) in Wachstumsrichtung verschieben sich die Ladungsschwerpunkte der Wellenfunktionen. Gleichzeitig verkleinert sich der Energieabstand der gebundenen Zustände auf E_{QCSE} . Die dadurch bewirkte energetische Verschiebung des Absorptionsmaximums ist in d) deutlich sichtbar und wird als “quantum confined stark effect” (QCSE) bezeichnet. c) Potentielle Energie und Wellenfunktion eines Exzitons in lateraler Richtung ohne (links) beziehungsweise mit (rechts) lateralem elektrischem Feld. Durch die Bandverkipfung haben die Wellenfunktionen die Möglichkeit, relativ leicht aus dem Einschlusspotential zu tunneln und damit in ungebundenes Elektron und Loch zu zerfallen. Daher sieht man in der spektralen Absorption (e) schon bei niedrigen lateralen elektrischen Feldern kein Exzitonenmaximum mehr und die Absorptionskante verbreitert sich. Nach [Davies 98].

Leitungsband auch bei hohen elektrischen Feldstärken noch deutlich erkennbar, da das Quantentopfpotential eine Dissoziation des Exzitons in z-Richtung verhindert. Abbildung 1.12 c) zeigt die Situation bei Anlegen eines lateralen elektrischen Feldes, also eines Feldes in der Ebene des 2DES. Hier ergibt sich eine Verkipfung

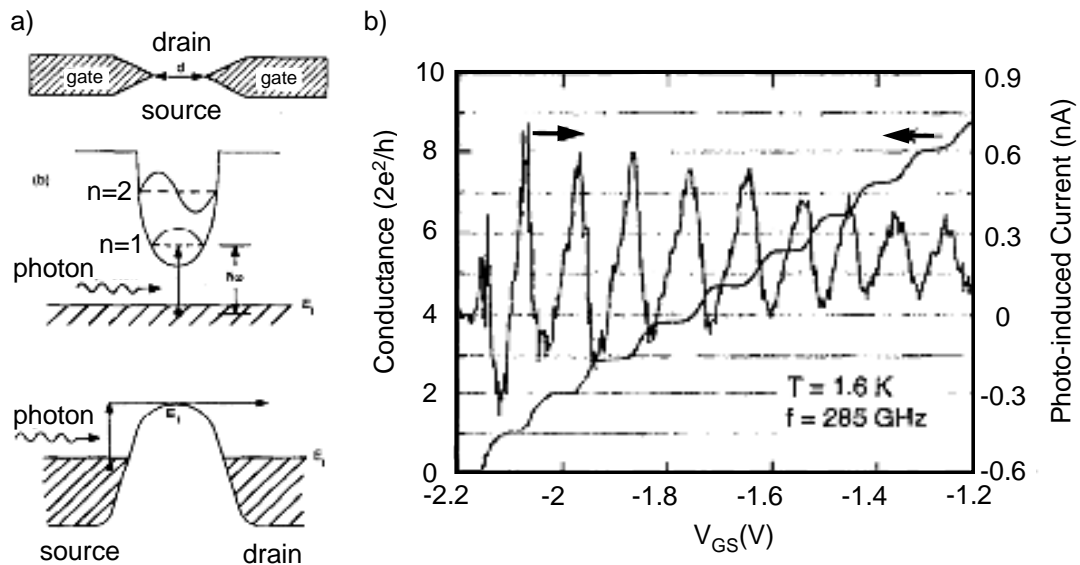


Abbildung 1.13: Intrabandübergänge an einem Quantenpunktkontakt. a) zeigt den ursprünglichen Vorschlag aus [Hu 93]: Der durch die “split-gate”-Technologie definierte QPC (oben) wird mit ferninfrarotem Licht (FIR) bestrahlt. Das Lichtfeld koppelt über die als Antennen wirkenden Gatter an den QPC. Dadurch erhalten Elektronen des 2DES genügend Energie für den Übergang in die eindimensionalen Subbandmoden (mitte). Betrachtet man ein Energiediagramm in x-Richtung, also entlang der QPC-Achse (unten), so erhalten die Elektronen des “source”-2DES durch das einfallende Photon die nötige Überschussenergie, um die Energiebarriere des QPCs zu überwinden und ins “drain”-2DES zu gelangen. b) zeigt experimentelle Daten des ersten dazu veröffentlichten Manuskripts [Wyss 93]. Der QPC mit stufenförmiger Leitwertskurve zeigt bei Anregung mit 265 GHz-Strahlung einen periodisch mit den Stufen oszillierenden photoinduzierten Strom.

des lokalisierenden Exzitonopotentials. Dieses kann jedoch schon für relativ kleine elektrische Feldstärken überwunden werden. Daher ergibt sich dann in lateraler Richtung schon für relativ schwache elektrische Felder eine Dissoziation des Exzitons und daraus resultierend ein Verschwinden des scharfen Absorptionsmaximums in der in Abbildung 1.12 e) gezeigten Absorptionsmessung. In [Schmeller 94] wurde gezeigt, dass man bei starken lateralen elektrischen Feldern einen dem Volumen-Franz-Keldysh Effekt analogen Effekt in einem 2DES beobachten kann: Es treten feldabhängige Oszillationen in der Absorption und ein Einsetzen des Photostroms (Dissoziation des Exzitons) unterhalb der Übergangsenergie auf.

1.3.3 Optische Anregung eines Quantenpunktkontakts

Intraband-Anregung

1993 schlug Q. Hu den Mechanismus des Photonen-assistierten Quantentransports über einen Quantenpunktkontakt vor [Hu 93].

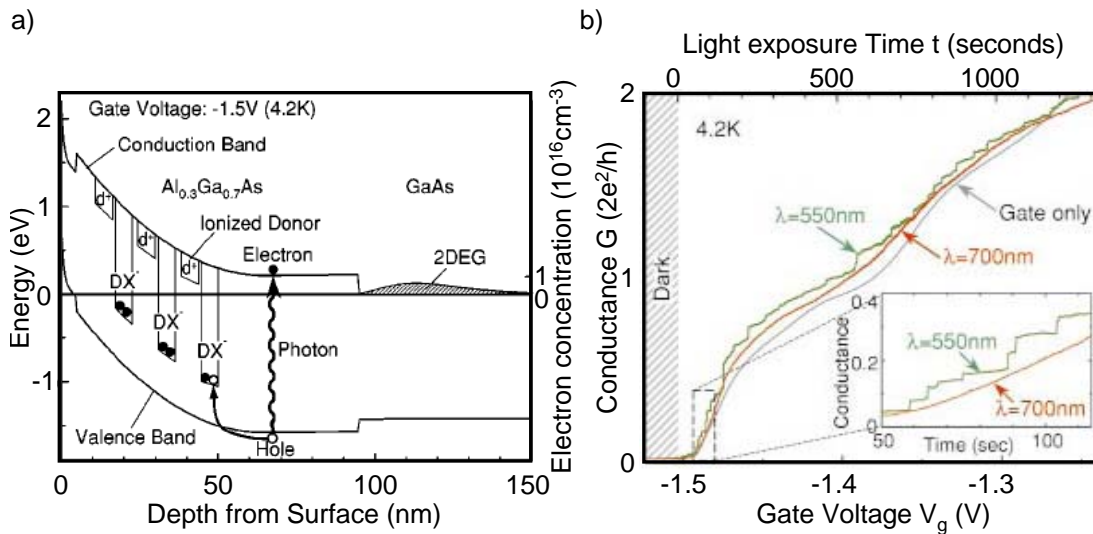


Abbildung 1.14: Interbandübergänge am Quantenpunktcontact. Ein gatterdefiniertes QPC wird durch sichtbares Licht angeregt. In a) wird anhand des Energieschemas in Wachstumsrichtung gezeigt, dass die bei der Anregung entstehenden Löcher in benachbarten DX-Zentren eingefangen werden können. Die Leitwertskurve in b) zeigt, dass sowohl durch Erhöhung der Gatterspannung V_G als auch durch eine dauerhafte Beleuchtung die stufenförmige Leitwertskurve durchlaufen werden kann. Die schrittweise Leitwertserhöhung bei einfallendem Licht der Wellenlänge $\lambda = 550 \text{ nm}$ deutet darauf hin, dass die Wirkung einzelner Photonen nachgewiesen wird. Aus [Kosaka 02].

Dabei regt man einen mit Hilfe der “split-gate”-Technologie definierten QPC durch Einstrahlung von ferninfrarotem Licht ($f \geq 300 \text{ GHz}$) an (Skizze in Abbildung 1.13a) und erwartet als Photoantwort einen Photonen-induzierten “source”-“drain” Strom. Dabei sollen die Gatter als Antennen wirken und dazu beitragen, das langwellige Licht in den QPC mit seiner Submikrometerstruktur einzukoppeln.

Die Daten des entsprechenden Experiments wurden von Wyss *et al.* im selben Jahr veröffentlicht [Wyss 93] (Abbildung 1.13 b)). Man erkennt deutliche Maxima des photoinduzierten Stroms an der Position der Stufen in der Leitwertskurve. Allerdings zeigte sich in der Folgezeit, dass es sich bei diesen photoinduzierten Prozessen nicht um einen Photonen-assistierten Quantentransport handelt, sondern dass die Ergebnisse dieses Experiments durch asymmetrische Heizeffekte und daraus resultierende Thermoelektrizität erklärt werden können [Wyss 95]. Weitere Intra-band-Experimente [Arnone 95], [Song 08] zeigten darüber hinaus den Einfluss verschiedener Gleichrichtungseffekte auf den Photostrom.

Interband-Anregung

Interband Experimente sind mit dem inhärenten Problem verbunden, dass die optisch erzeugten Ladungsträgerpaare nicht nur im 2DES sondern in der gesamten

beleuchteten Region erzeugt werden. Dies kann bei “split-gate”-definierten QPCs zu einem Kurzschluss zwischen jeweils zwei der Gatter oder zwischen den Gattern und dem 2DES führen, wodurch erwartungsgemäß das Einschlusspotential des QPCs zusammenbricht. Abbildung 1.13 zeigt Daten aus einem in [Kosaka 02] beschriebenen Experiment, bei dem ein “split-gate”-definierter QPC bei einer Gatterspannung nahe am Abschnürpunkt mit einer sehr niedriger Laserintensität von etwa $\frac{10 \text{ pW}}{\text{mm}^2}$ angeregt wird. Es stellt sich heraus, dass die Laserbeleuchtung den gleichen Effekt wie das Anlegen einer zusätzlichen positiven Gatterspannung hat. Bei kontinuierlicher Beleuchtung durchläuft der Leitwert der Struktur die typische stufenförmige Abschnürkurve eines QPCs. Dies erklären die Autoren durch den Prozess der dauerhaften Photoleitwertszunahme (englisch “persistent photoconductive gain”) [Nelson 77]. Durch Ionisation der ausgefrorenen DX-Zentren ergibt sich ein Einfang der photogenerierten Löcher. Dieser die Löcher lokalisierende Prozess wird mit einer Lebensdauer von Tagen beschrieben und bewirkt durch die kapazitive Wirkung des gefangenen Ladungsträgers daher eine dauerhafte Erhöhung des Leitwerts vergleichbar mit der Wirkung bei Anlegen einer positiven Gatter-Spannung. Die in der Abbildung 1.13 b) gezeigten kleinen Stufen in der durch Beleuchtung hervorgerufenen Leitwertskurve identifizieren die Autoren daher mit einzelnen Locheinfang-Ereignissen. Dieses Experiment hat eine gewisse Ähnlichkeit mit den in Kapitel 3 vorgestellten Messungen, beruht aber mit seiner sehr langen Zeitkonstante des “persistent photoconductive gain” auf einem anderen physikalischen Lokalisierungseffekt als die in dieser Dissertation vorgestellten Messungen.

Kapitel 2

Experimentelles

In diesem Kapitel werden die für die in dieser Dissertation vorgestellten Experimente relevanten Technologien und Messtechniken eingeführt. Zu Beginn des Kapitels wird auf den Probenaufbau und die Probenstrukturierung eingegangen und es werden die verschiedenen Varianten der gemessenen Quantenpunktkontakt-Proben vorgestellt. Anschließend werden die verwendeten experimentellen Aufbauten und elektrischen Schaltungen gezeigt und ihre jeweiligen Eigenschaften diskutiert. Im letzten Teil des Kapitels wird auf die verschiedenen Messgrößen und die zu deren Erlangen benötigten Messtechniken eingegangen.

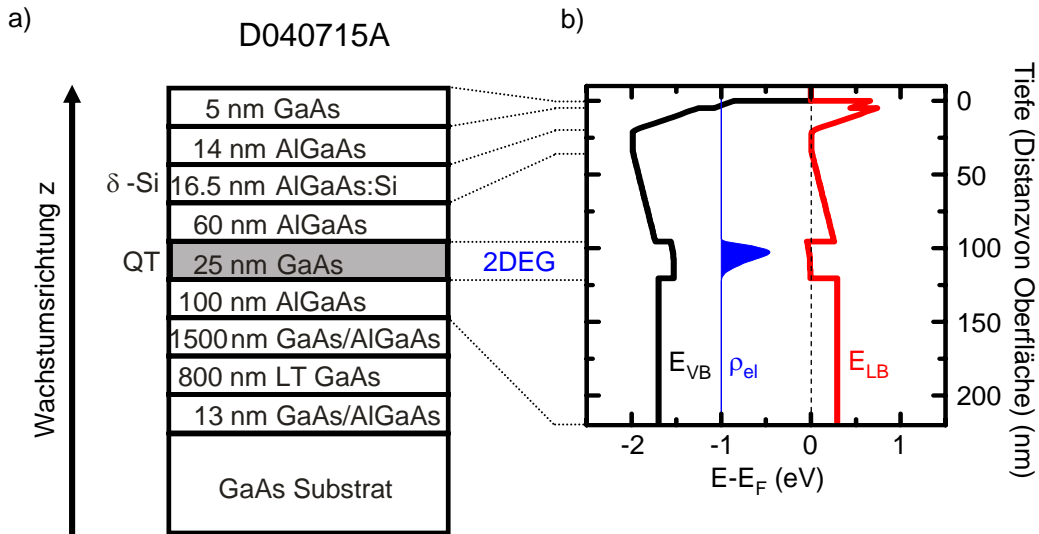


Abbildung 2.1: a) Aufbau des epitaktisch gewachsenen Wafers D040715A (von W. Wegscheider, Universität Regensburg). Der grau schraffierte Bereich stellt den Quantentrog (QT) dar und enthält das 2DES. Die Dotierung ist nur einseitig und von oben mit Hilfe einer δ -Dotierungsschicht aus Silizium-Atomen (δ -Si) ausgeführt. b) Mit Hilfe des Programms nextnano³ [nextnano] simulierter energetischer Verlauf der Kanten des Leitungsbands (LB, rot) und des Valenzbands (VB, schwarz) gegenüber der Position in der Schichtenfolge (Distanz zur Probenoberfläche). In blau ist in beliebigen Einheiten die Elektronendichte eingezeichnet, welche im QT ein leicht zur Dotierebene hin verschobenes Maximum besitzt.

2.1 Die Proben

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Proben eingeführt. Für die Lokalisierung der Elektronen und Löcher in einem zweidimensionalen System wurden Quantentopfstrukturen verwendet, welche uns freundlicherweise von der Wegscheider-Gruppe der Universität Regensburg zur Verfügung gestellt wurden. Die Halbleiterkristalle wurden anschließend im Reinraum des Lehrstuhl Kotthaus prozessiert und mit Hilfe einer Flachätzmethode (englisch “shallow etching”) zu einem Quantenpunktkontakt nanostrukturiert [Hof 08a]. Die für die elektronische Ansteuerbarkeit wichtigen Gatter werden in einem abschließenden Prozessschritt prozessiert und haben für verschiedene Aufbauten und unterschiedliche experimentelle Anforderung eine jeweils optimierte geometrische Ausgestaltung.

2.1.1 Probenmaterial - Die Halbleiterheterostruktur

Die genauen Details aller verwendeter Heterostrukturen sind in Anhang A dargestellt. Exemplarisch wird in diesem Kapitel die Heterostruktur D040715A besprochen, mit der die meisten der Messergebnisse erzielt wurden.

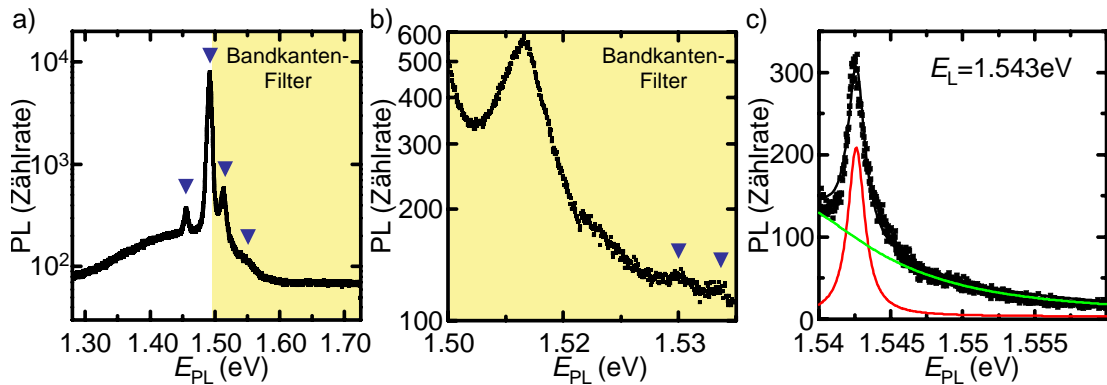


Abbildung 2.2: Photolumineszenz (PL) in Abhängigkeit der Energie der detektierten Photonen E_{PL} . a) und b) zeigen das Photolumineszenzsignal des Wafers 07-30-02-1 in einem Aufbau mit Bandkantenfilter für $E_{\text{PL}} > 1.494 \text{ eV}$ ($\lambda < 830 \text{ nm}$) vor dem Spektrometer um das Licht des Anregungslasers mit $E_{\text{PHOTON}} = 1.81 \text{ eV}$ (entsprechend $\lambda = 685 \text{ nm}$) herauszufiltern. Neben der Photolumineszenz von Kohlenstoffverunreinigungen bei $E_{\text{PL}} = 1.455 \text{ eV}$ und 1.492 eV und dem durch den Filter reduzierten direkten GaAs Interbandübergang bei $E_{\text{PL}} = 1.513 \text{ eV}$ zeigt sich im vergrößerten Ausschnitt in b) mit der Schulter im Bereich von $E_{\text{PL}} = 1.530 \text{ eV} \dots 1.534 \text{ eV}$ eine Signatur des Quantentopfs. Genannte Wellenlängen werden durch die Dreiecke angezeigt. Das PL-Signal des Wafers D040715A (quadratische Datenpunkte in c)) wurde in einem Messaufbau ohne Filter unter Anregung bei $E_{\text{PHOTON}} = 1.8 \text{ eV}$ gewonnen. Man sieht ein deutliches Maximum des Quantentopfs. Der Fit (durchgezogene schwarze Linie) besteht aus zwei einzelnen Lorentzkurven (rot und grün, nur ausschnittsweise eingezeichnet) mit dem Maximum der PL des Quantentopfs bei $E_{\text{L}} = 1.543 \text{ eV}$.

Abbildung 2.1 a) zeigt den Aufbau der epitaktisch gewachsenen Heterostruktur. Ebenso ist in Abbildung 2.1 b) der mit Hilfe des Programms nextnano³ [nextnano] berechnete Potentialverlauf und die Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit zu sehen. Die Struktur enthält zwei Besonderheiten im Vergleich zu Heterostrukturen, wie sie typischerweise für mesoskopische Transportexperimente verwendet werden [Wharam 88], [van Wees 88a]. Zum einen ist zwischen dem Substrat und dem Quantentopf noch eine Niedertemperatur (englisch “low temperature”) LT-GaAs-Schicht aufgewachsen, welche sich aufgrund ihrer sehr kurzen Rekombinationszeiten hervorragend zur Herstellung optischer Schalter (Auston-Schalter [Auston 83]) eignet und daher die Möglichkeit zur Koppelung der optischen Anregung mit einem derartigen Schaltersystem bietet [Prechtel 07]. Zum anderen ist die Dotierungsschicht nur einseitig oberhalb des Quantentopfs ausgeführt. Daher kann man durch Abätzen dieser Schicht schon mit dem shallow-etching-Verfahren Quantentopfgebiete ohne benachbarte Dotierung erzeugen und somit eine laterale Einschränkung des 2DES erreichen.

Abbildungen 2.2 a) und b) zeigen Photolumineszenzdaten des Wafers 07-30-02-1.

Die Daten wurden in einem Messaufbau gewonnen, welcher die Probe durch einen Halbleiterlaser bei der Wellenlänge $\lambda = 685 \text{ nm}$ ($E_{\text{PHOTON}} = 1.91 \text{ eV}$) anregt. Dabei werden im GaAs Ladungsträger vom Valenzband in angeregte Zustände des Leitungsbands gehoben. Die Elektronen relaxieren innerhalb kurzer Zeit innerhalb des jeweiligen Subbands. Die bei der anschließenden Rekombination ausgesendeten Photonen geben aufgrund ihrer Energie E_{PL} und Anzahl dadurch einen Einblick in den energetischen Aufbau der Bandstruktur. Das Photolumineszenzlicht der Probe wird mit Hilfe eines Spektrometers während einer definierten Messdauer aufgenommen. In der Abbildung 2.2 wird die daraus ermittelte Photonenzählrate in Abhängigkeit der Energie E_{PL} aufgetragen. Der für die Abbildungen 2.2 a) und b) benutzte Messaufbau enthält einen ab $\lambda < 830 \text{ nm}$ (entspricht $E_{\text{PL}} > 1.494 \text{ eV}$) wirkenden Bandkantenfilter vor dem Spektrometer und erlaubt daher vor allem die Detektion von Störstellen-induzierter PL unterhalb der Bandlückenenergie von GaAs. In den Messdaten in Abbildung 2.2 a) sind die ungefilterten Maxima bei $E_{\text{PL}} = 1.455 \text{ eV}$ und 1.492 eV zu erkennen welche nach [Stringfellow 81] und [Miller 82] der Photolumineszenz von Kohlenstoffverunreinigungen zuzuordnen sind. Ebenfalls erkennt man den schon durch den Filter reduzierten direkten GaAs Interbandübergang beziehungsweise die Zerstrahlung dessen freier Exzitonen bei $E_{\text{PL}} = 1.513 \text{ eV}$. Betrachtet man in Abbildung 2.2 b) den Energiebereich für $E_{\text{PL}} > 1.50 \text{ eV}$ genauer, so erkennt man mit der Schulter im Bereich von $E_{\text{PL}} = 1.530 \text{ eV} \dots 1.545 \text{ eV}$ eine durch den Filter gedämpfte Signatur des Quantentopfs.

In einem Aufbau ohne Bandkantenfilter kann die Photolumineszenz auch in einem Energiebereich oberhalb der GaAs-Bandlücke betrachtet werden. Abbildung 2.2 c) zeigt einen Ausschnitt der an einem micro-PL-Aufbau des Walter-Schottky-Instituts ohne Filter gemessenen Photolumineszenzdaten des für die Proben 4 und 5 verwendeten Wafers D040715A unter Anregung bei $E_{\text{PHOTON}} = 1.8 \text{ eV}$. Die Daten (schwarze Rechtecke) lassen sich gut durch die Überlagerung zweier Lorentzkurven (schwarze durchgezogene Linie) beschreiben. Das gezeigte Maximum (rot) bei $E_{\text{PL}} = 1.543 \text{ eV}$ entspricht dabei der Photolumineszenz des Quantentopfs, dessen Energieniveaus aufgrund des quantenmechanischen Einschlusses höher als die GaAs Bandlückenenergie liegen. Die Energie $E_{\text{PL}} = 1.543 \text{ eV}$ stimmt sehr gut mit dem durch nextnano berechneten energetischen Abstand $E_{\text{F-VB}} = -1.544 \text{ eV}$ zwischen Fermienergie und Valenzbandkante im Quantentopf überein. Die zu höheren Energien hin abfallende Flanke (grün) ist ein Ausläufer der freien Exzitonen des direkten GaAs-Interbandübergangs.

2.1.2 Prozessierung der Proben

Abbildung 2.3 zeigt skizzenhaft die einzelnen Schritte der Probenprozessierung. Die genauen Parameter der jeweiligen Prozessschritte finden sich in Anhang B. Prinzipiell wird ausgehend von einer durch Molekular-Strahl Epitaxie gewachsenen Heterostruktur (Abbildung 2.3 a)) durch Standardverfahren mit optischer Lithographie und Nassätzen eine Mesa-Struktur definiert (Abbildung 2.3 b)) und durch anschlie-

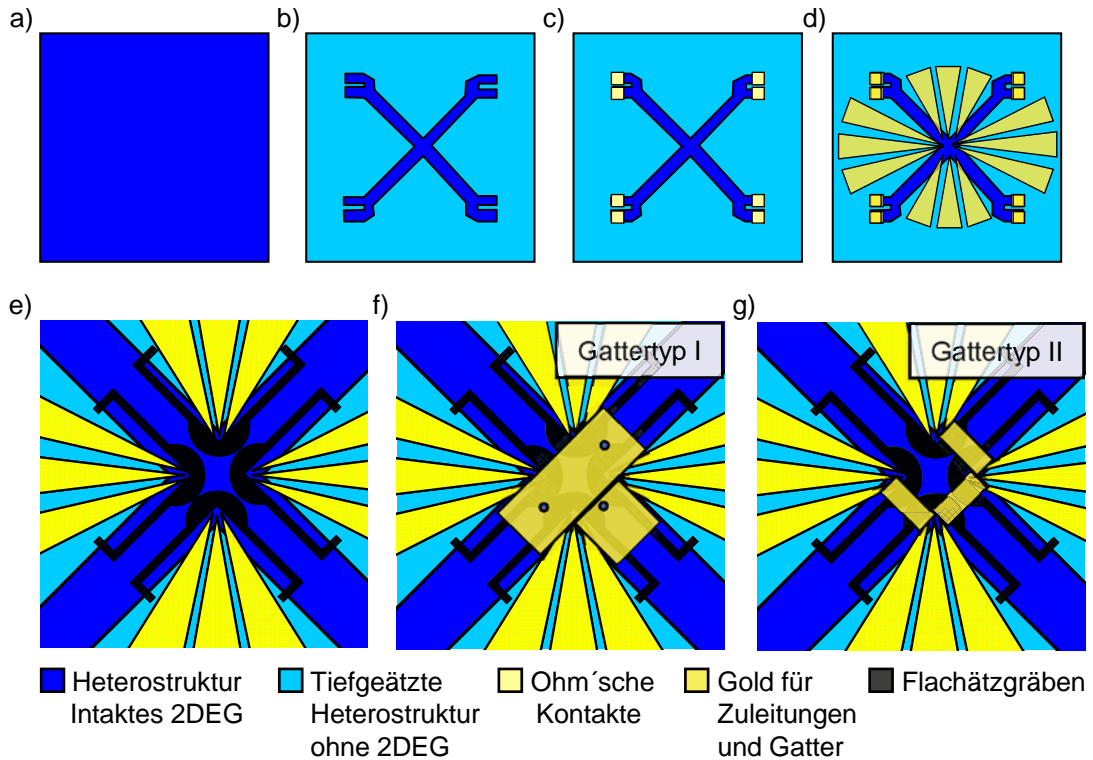


Abbildung 2.3: Skizze der Probenprozessierung in Aufsicht. a) Die Ausgangsheterostruktur mit intaktem 2DES (blau). b) Durch Tiefätzen (hellblau) bleibt nur in der Mesa ein intaktes 2DES übrig. c) Ein aufgedampftes und einlegiertes Gold-Germanium-Eutektikum (hellgelb) wirkt als Ohmscher Kontakt zum 2DES. d) aufgedampfte Goldzuleitungen (gelb) erlauben das Herstellen des Kontakts zwischen Probe und Probenhalter (bonding). e)-f) Vergrößerter Ausschnitt des zentralen Bereichs. e) Die Flachätzgräben (schwarz) trennen leitfähige Bereiche des 2DES und definieren die QPCs. f) Gattertyp I: Großflächiges Gold-Topgate (gelb) für alle drei QPCs mit jeweiliger Apertur. g) Gattertyp II: Schmale Gold-Topgates (gelb) für Rasterexperimente.

ßendes Aufdampfen (und Einlegieren) Ohmsche Kontakte (Abbildung 2.3 c)) und Gatterzuleitungen (Abbildung 2.3 d)) aufgebracht.

Wie in [Kristensen 98a] gezeigt, kann man mit Hilfe des Flachätzens (englisch “shallow-etching”) einen QPC mit einem Abstand der Subbandenergien $\Delta\epsilon_n^{1D}$ von bis zu 20 meV definieren. Dabei werden die Begrenzungen des QPCs elektronenmikroskopisch in einem Einschichtphotolacksystem definiert und nach dem Entwickeln mit Hilfe eines nasschemischen Prozesses herausgeätzt. Der Ätzprozess wird derart früh gestoppt, dass die Ätzkanten dieses flach geätzten QPCs nicht bis ins 2DES sondern lediglich bis zur Dotierungsschicht herab reichen. Sind 2DES und Dotierungsschicht dicht beisammen, so muss die Dauer des Ätzvorgangs sehr genau justiert werden, um alle Dotieratome zu entfernen, aber noch nicht die Quantentopfebene direkt anzätzen. Dies erreicht man durch regelmäßiges Unterbrechen des Ätzprozesses, durch

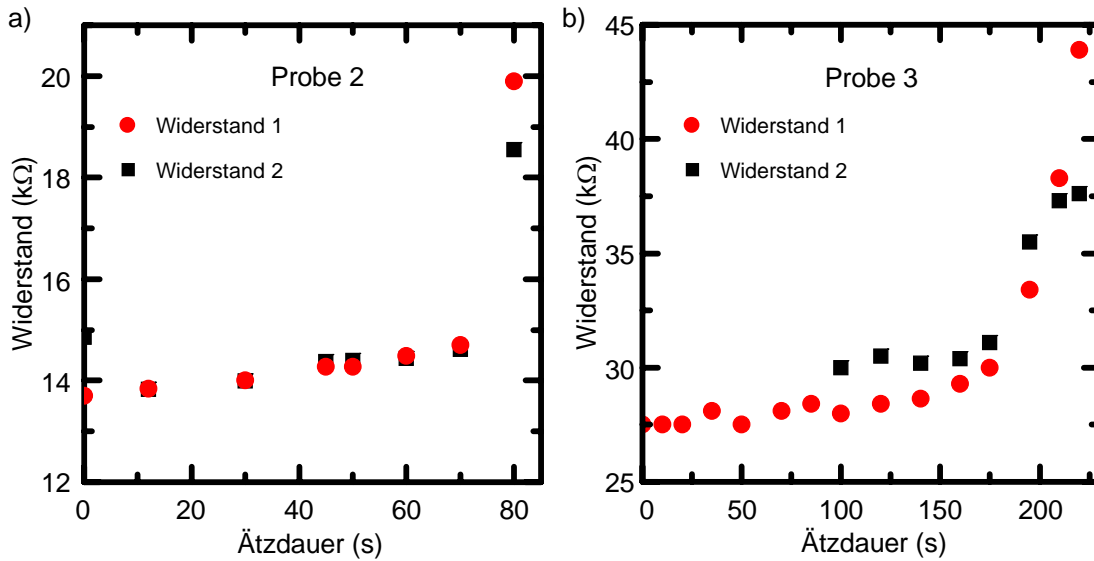


Abbildung 2.4: Elektrischer Widerstand der Probe in Abhängigkeit von der Gesamt-Ätzdauer. Der Ätzzvorgang wurde jeweils durch Abspülen mit Wasser gestoppt und anschließend wurde an einem Spitzenmessplatz der Widerstand über verschiedene Kontakte und Einengungen bei Raumtemperatur bestimmt (Widerstand 1 beziehungsweise Widerstand 2, rote beziehungsweise schwarze Datenpunkte). Ein steiler Anstieg des Widerstands weist darauf hin, dass die Dotierungsschicht erreicht ist und das 2DES eingeschnürt wird. a) Probe 2. b) Probe 3.

darauf folgendes Abspülen mit Wasser und anschließendem Messen des Zweipunkt-Widerstands der Probe bei Raumtemperatur. In der Abbildung 2.4 erkennt man für zwei Proben, dass nach einer jeweiligen aufaddierten Ätzdauer ein steiler Anstieg des Probenwiderstands geschieht, was auf die Entfernung der Dotierungsschicht und beginnender Einschnürung des 2DES zurückzuführen ist. Abbildung 2.4 zeigt ein derartiges Vorgehen bei den Proben 2 und 3, welche aus zwei verschiedenen Wafern prozessiert sind (siehe Anhang A).

Ist das 2DES wie im Falle des Wafers D040715A weit von der Dotierungsschicht entfernt, kann man die für das Entfernen der Donatorenschicht nötige Ätzdauer jedoch einfach ermitteln durch einen Zeitvergleich mit rasterkraftmikroskopisch vermessenen Test-Proben, welche dieselbe Behandlung erfahren.

Abbildung 2.5 a) zeigt skizzenhaft einen mittels einer Flachätzung definierten QPC. Im Bereich der Ätzgräben wird die Si-Dotierungsschicht angegriffen und somit das darunterliegende 2DES zerstört. Im Bereich des QPCs wird ein schmaler Steg der intakten Heterostruktur belassen, daher kann sich direkt darunter ein eindimensionales Elektronensystem (QPC oder Quantendraht) ausbilden. Durch das Wegätzen der Dotierungsschicht beim Flachätzen erreicht man somit ein laterales Einschlusspotential des unter dem geätzten Bereich lokal verarmten 2DES ohne jedoch die Elektronenbeweglichkeit stark zu vermindern, wie es beim direkten

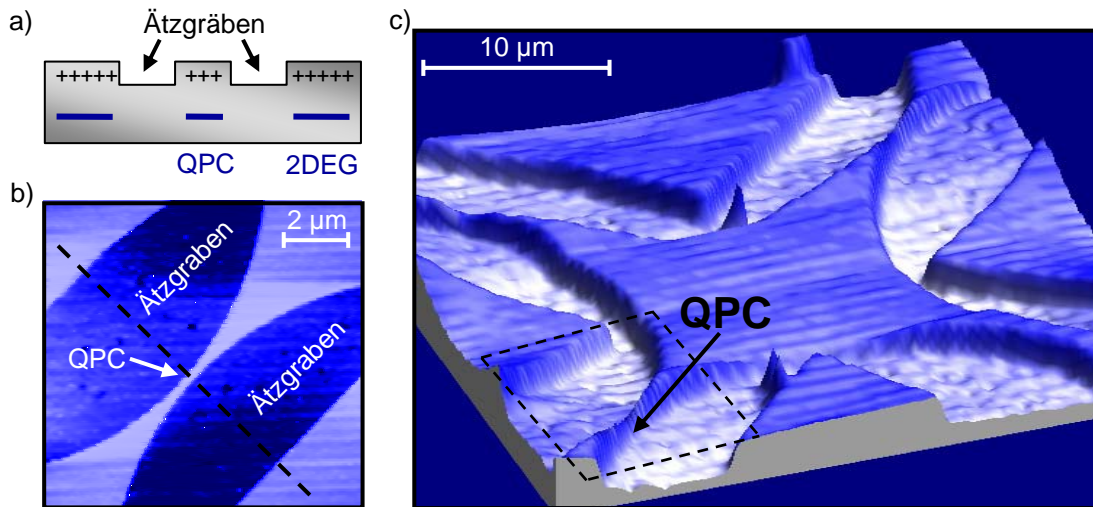


Abbildung 2.5: a) Skizze eines Schnitts durch einen flach geätzten Quantenpunktkontakt (QPC). Die Flachätzung hat die Si-Donatoren herausgeätzt. Da deren elektrostatisches Potential nun fehlt, bildet sich direkt unterhalb der Ätzgräben kein 2DES aus, das mittlere Elektronensystem der Einschnürung ist somit von dem linken und rechten 2DES getrennt und kann bei entsprechender Dimensionierung den QPC ausbilden. b) Durch Rasterkraftmikroskopie gewonnenes, linear farb-kodiertes Höhenprofil (von dunkelblau nach weiß) eines flach geätzten QPCs der Probe 5. Die geätzten Gräben sind dabei circa 60 nm tief. Die schwarz gestrichelte Linie repräsentiert den in a) gezeigten Schnitt. c) Perspektivische Ansicht der flach geätzten Probe 5. Es sind deutlich die vier geätzten Verengungen des 2DES zu sehen. Drei dieser Verengungen sind geometrisch schmaler als 500 nm und bilden bei $T = 4.2\text{K}$ jeweils einen QPC aus. Der gestrichelte Bereich markiert den in b) gezeigten Ausschnitt mit einer geometrisch circa 400 nm breiten Einschnürung unter welcher sich ein QPC bildet.

Herausätzen der Strukturen aus dem 2DES der Fall wäre. Abbildung 2.5 b) zeigt das Höhenprofil eines einzelnen QPCs (mit linearer Farbskala von dunkelblau nach weiß). Die halbkreisförmigen dunklen Ätzflächen isolieren den schmalen Kanal von den seitlichen 2DES der Mesa. Die schwarz gestrichelte Linie deutet einen Schnitt an, welcher der Skizze in Abbildung 2.5 a) entspricht. Abbildung 2.5 c) zeigt nun in einer perspektivischen Ansicht den in Abbildung 2.3 e) skizzierte zentrale Bereich der Probe 5. Das schwarz gestrichelt umrandete Rechteck zeigt dabei den in b) gezeigten Ausschnitt eines einzelnen QPCs an. Für die Ausbildung eines QPCs bei tiefen Temperaturen muss die Entfernung zwischen zwei Ätzgräben dabei kleiner als 500 nm sein. Daher beinhaltet diese Probe drei flach geätzte QPCs sowie eine noch als zweidimensional anzusehenden Zuleitung mit einer Entfernung der Ätzgräben von ungefähr $1.5\ \mu\text{m}$. Der zugrundeliegende Datensatz eines gerasterten Höhenprofils der Probe 5 wurde durch Rasterkraftmikroskopie (englisch “atomic for-

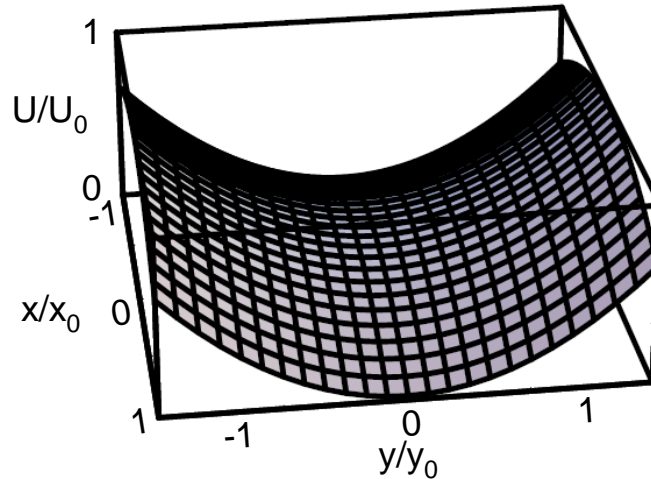


Abbildung 2.6: Skizze des nach dem Ätzen den QPC definierenden Sattelpunkt-potentials $U(x, y)$ in dimensionslosen Einheiten mit den Normierungsgrößen U_0, x_0 und y_0 .

ce microscopy”, AFM) gewonnen. Die perspektivische Ansicht wurde anschließend daraus mit Hilfe eines Computers berechnet.

Die Ätzgräben selbst sind bei den Proben 4 und 5 jeweils breiter als 500 nm, um ein kapazitives Übersprechen von getrennten 2DES-Bereichen zu vermindern. Weiterhin erlaubt die kreisförmige ausgeführte Einschränkung einen in etwa adiabatischen Übergang von den “source”- und “drain”-2DES-Bereichen in den eindimensionalen Kanal und sollte so Reflexionen aufgrund von Fehlanpassung verhindern.

Das anschließend aufgedampfte Topgate (Abbildung 2.3 f) und g)) hat zwei Funktionen. Zum einen erlaubt es durch Anlegen einer Gatterspannung V_G die Energieniveaus des eindimensionalen Kanals relativ zu den chemischen Potentialen des “source”- und “drain”-Kontakts zu verschieben. Zum anderen ist es aufgrund seiner Dicke von etwa 110 nm Gold lichtundurchlässig (opak) und schützt damit den unmittelbaren Bereich des QPCs vor Lichteinwirkung [Genet 07] und Oxidation.

Das in [Kristensen 98a] beschriebene Ätzen von annähernd kreisförmigen Einschränkungen resultiert in dem in Abbildung 2.6 skizzierten sattelförmigen Potentialverlauf. Der Sattelpunkt im Potential stellt den QPC dar, für kleine Überschussenergien können sich die Elektronen frei in die x-Richtung bewegen, sind aber lateral (also in y-Richtung) eingeschränkt.

2.1.3 Probendesign

In dieser Dissertation werden Messungen an insgesamt 7 Proben vorgestellt. All diese Proben beinhalten einen QPC, sind aber im zugrunde liegenden Wafermaterial oder der Ausführung der Gatter unterschiedlich. Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der für diese Arbeit verwendeten Proben.

Probe	Wafer	Gattertyp	QPC-Breite
Probe 1	11-13-97-1	Topgate Typ II	380 nm
Probe 2	07-30-02-1	Topgate Typ II	240 nm
Probe 3	11-07-00-2	Topgate Typ II	circa 300 nm
Probe 4	D040715A	Topgate Typ I	QPC1 : 400 nm QPC2 : 300 nm QPC3 : 250 nm
Probe 5	D040715A	Topgate Typ II	QPC1 : 370 nm QPC2 : 320 nm QPC3 : 270 nm
Probe C1	11-13-97-1	Topgate Typ I	350 nm
Probe C2	11-07-00-2	planare Seitengatter	350 nm

Tabelle 2.1: Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Proben. Topgate Typ I bezeichnet wie in Abbildung 2.7 das großflächige Topgate. Topgate Typ II steht für die schmalen, einzelnen Topgates. Die QPC-Breite wurde rasterkraftmikroskopisch bestimmt. Für die tatsächliche “Breite” des 1DES muss man von diesem Wert noch die doppelte Verarmungslänge abziehen.

Proben mit dem großflächigen Gattertyp I wie in Abbildung 2.3 f) skizziert schirmen den QPC vollständiger ab und erlauben bei der Ausführung mit einer Apertur eine sehr genau definierte Position und Fläche der Anregung. Dabei wird die Apertur durch ein im Durchmesser circa $2 \mu\text{m}$ messendes Loch im Goldfilm des Topgates gebildet. Der Durchmesser wurde größer als das Zweifache der Wellenlänge gewählt, wodurch plasmonische Anregungen im Metall des Topgates zu vernachlässigen sind [Genet 07]. Die in Abbildung 2.3 g) skizzierten Proben des Gattertyps II erlauben aufgrund ihrer etwa $8 \mu\text{m}$ schmalen Topgates eine optische Anregung bis nahe an den QPC heran. Daher ist dieser Probentyp wie in Kapitel 4 gezeigt dazu geeignet, mit Hilfe einer ortsauflösenden Rastertechnik die Abhängigkeit der Photoantwort vom Anregungsort zu untersuchen.

Abbildung 2.7 zeigt Mikroskop-Abbildungen der untersuchten Proben. Abbildung 2.7 a) zeigt eine gesamte Probe in Aufsicht. Man erkennt die kreuzförmige Struktur der tiefgeätzten Mesa sowie die dreiecksförmigen goldenen Gatterzuleitun-

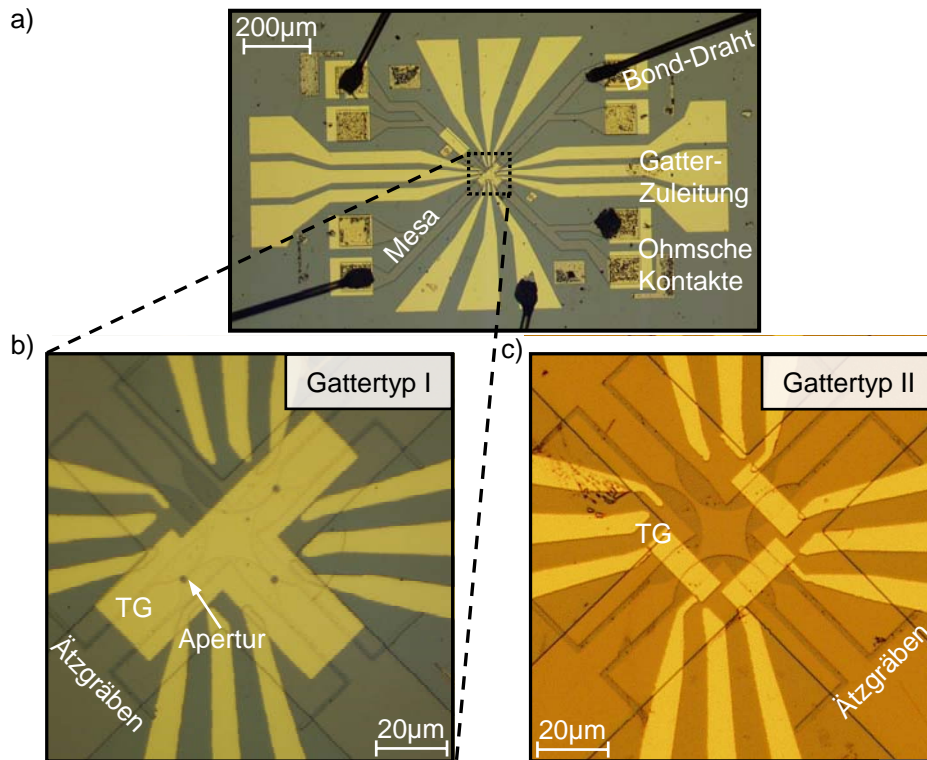


Abbildung 2.7: Mikroskopische Aufsicht. a) Gesamtsicht der Probe. Der äußere Teil ist für alle Proben gleich. Das 2DES in der herausgeätzten Mesa wird durch einlegierte Ohmsche Kontakte und Bonddrähte elektrisch leitend mit dem Probenhalter verbunden. Die aufgedampften Gatterzuleitungen ermöglichen das Anlegen einer Spannung an die Topgates, welche die geätzten QPCs bedecken. Der zentrale Bereich wurde durch die weiß gestrichelten Hilfslinien verdeutlicht und unterscheidet sich bei der in b) gezeigten Probe mit großflächigem Topgate (TG, Probentyp I) und darin enthaltener Apertur sowie der in c) gezeigten Probe mit etwa $8\mu\text{m}$ schmalen Topgate (Probentyp II). Die den QPC definierenden Ätzgräben sind deutlich als dunkle rechteckige Elemente mit kreissegmentförmigen Flächen erkennbar.

gen. Die schwarz-gold strukturierten Rechtecke sind einlegierte Ohmsche Kontakte, auf welche anschließend Gold aufgedampft wurde. Die langgezogenen schwarzen Linien mit abgeplatteten Ende sind die goldenen Bonddrähte, welche die elektrische Verbindung zum Probenhalter herstellen. Neben diesen für alle Proben gleichen Elementen im äußeren Bereich wurde der für jede Probe individuelle nanostrukturierte Bereich im Zentrum der Probe durch das weiß gestrichelte Rechteck angedeutet. Abbildung 2.7 b) zeigt in vergrößerter Darstellung die Probe 4 mit dem großflächigem Topgate des Gattertyps I. Abbildung 2.7 c) zeigt ebenfalls vergrößert die Probe 5 mit den schmalen Topgates des Gattertyps II.

Weiterhin wurden in Zusammenarbeit mit Clemens Rössler Experimente zur Photoantwort der Proben C1 und C2 durchgeführt. Diese sind im Wesentlichen frei-

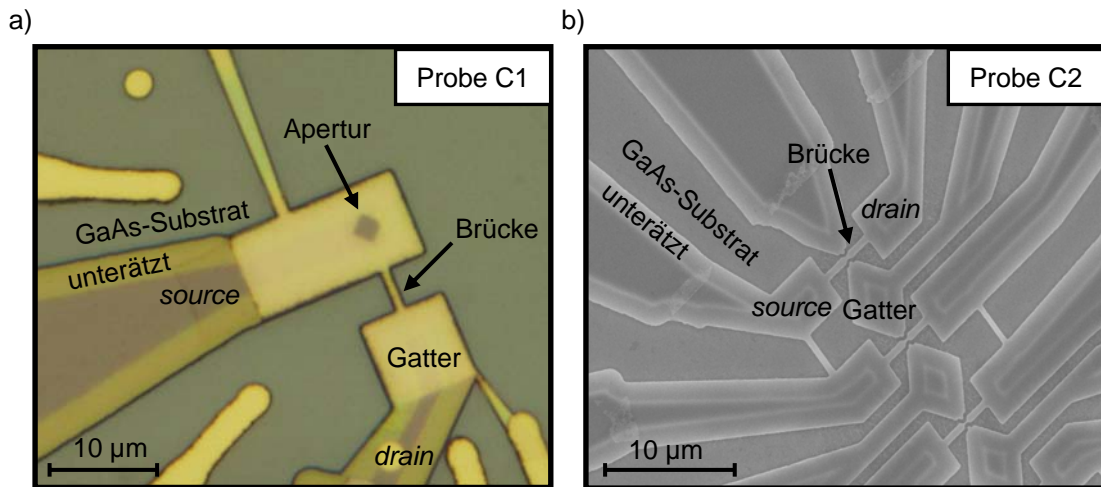


Abbildung 2.8: a) Optische Mikroskopieaufnahme der Probe C1. Die aktive Schicht ist ungefähr $2\ \mu\text{m}$ weit unterätzt, was als gelblicher Rand der “source”- und “drain”-Zuleitungen erscheint. Die freistehende Brücke hat die Maße $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$ und ist daher vollständig unterätzt. Die komplette Brücke und Teile der Zuleitungen werden von einem $30\ \text{nm}$ dicken opaken Goldgatter bedeckt. Durch die circa $2\ \mu\text{m}$ breite Apertur auf der source-Seite kann die Struktur optisch angeregt werden [Hof 08a]. b) Elektronenmikroskopische Aufnahme auf Probe C2. Die Probe ist ebenfalls ungefähr $2\ \mu\text{m}$ weit unterätzt (helle Streifen), die zentrale Brücke mit Maßen $4\ \mu\text{m} \times 600\ \text{nm} \times 130\ \text{nm}$ besitzt in der Mitte eine ungefähr $300\ \text{nm}$ breite Kerbe. Ein an die Brücke grenzender aber elektrisch von ihr isolierter 2DES Bereich dient als Seiten-Gatter und verarmt das 2DES des “source”- “drain”-Stromkreises in der Nähe der Einkerbung auf der Brücke [Rossler 08a].

tragende Brückenstrukturen (Abbildung 2.8). Innerhalb der Brücke befindet sich ein intaktes 2DES, welches durch halbkreisförmige Kerben auf der Brücke noch weiter eingeeengt wird. Die Herstellung der Proben mittels eines anisotropen Ätzprozesses ist detailliert in [Rossler 08b] beschrieben. Die Probe C1 besitzt ein bedeckendes Topgate analog zum Gattertyp I. Die Probe C2 besitzt anstelle eines Topgates laterale Seitengatter aus vom “source”-“drain” Stromkreis getrenntem, leitfähigem 2DES. Man kann bei dieser Probe somit den gesamten Bereich des eindimensionalen Systems optisch anregen.

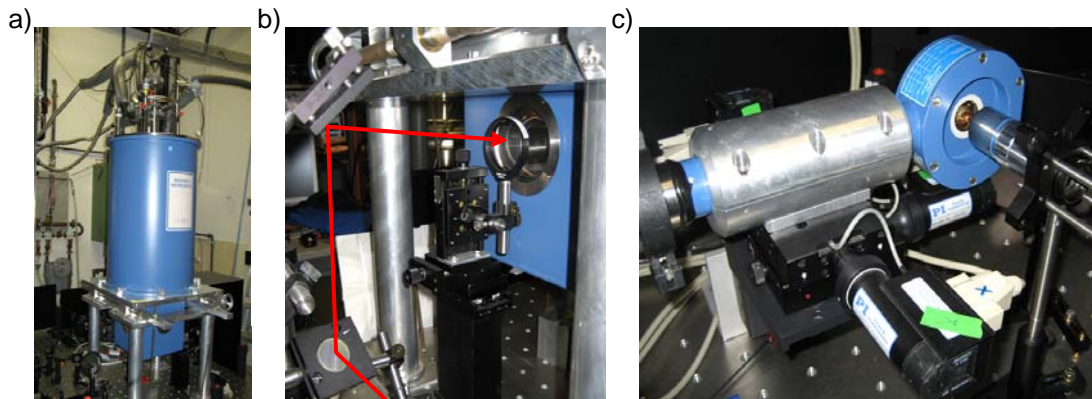


Abbildung 2.9: Bilder der verwendeten Kryostaten. a) Magneto-optisches System “Spectromag”. b) Optischer Zugang in den “Spectromag”. Der rot skizzierte Laserstrahl wird aus der Tischebene durch die in der linken unteren und oberen Bildecke gezeigten Spiegel auf die optische Achse des Kryostatfensters angepasst und durchläuft dann die in der Bildmitte eingezeichnete fokussierende Linse, welche durch Montage auf einem xyz -Tisch positionierbar ist. c) Der “Microstat” Kryostat ist auf einem durch drei Schrittmotoren computergesteuert positionierbaren xyz -Tisch gelagert. Wie im rechten oberen Bildteil zu sehen ist, befindet sich sowohl die Probe als auch das räumlich fixierte fokussierende Mikroskopobjektiv sehr nahe am Kryostatfenster. Dadurch erhält man eine hohe numerische Apertur und einen Brennfleckdurchmesser von weniger als zwei μm .

2.2 Der experimentelle Aufbau

Die genaueren Spezifikationen der mit [K x] referenzierten Komponenten sind im Anhang C aufgeführt.

2.2.1 Die Kryostaten

Kannenmessungen

Die experimentell zugänglichste Art, eine Tieftemperaturmessung durchzuführen, besteht in einer “Kannenmessung”. Hierbei wird die Probe in einen evakuierten und mit Austauschgas gefüllten Probenstab eingebaut. Der Probenstab wird direkt in eine Heliumkanne eingeführt und erreicht so eine Temperatur von 4.2 K. Der Probenstab hat an seiner Oberseite die elektronischen Verbindungsanschlüsse und kann fakultativ noch mit einer supraleitenden Magneterweiterung benutzt werden. Auf diese Weise sind sehr schnell rein elektronische Messungen in Dunkelheit bei Heliumtemperatur und einem Magnetfeld von bis zu 7 T möglich. Sowohl einige Leitwertmessungen als auch die Messung der Shubnikov-de-Haas-Oszillationen im Kapitel 3 wurden auf diese Weise durchgeführt.

“Spectromag”

Das kommerziell erhältliche magneto-optische “Spectromag” System [K1] (Abbildung 2.9 a)) beinhaltet ein supraleitendes “split-pair” Magnetsystem und erlaubt durch große Fenster einen einfachen optischen Zugang zur Probe (siehe Abbildung 2.9 b)), welche in einem horizontalen Feld von bis zu 8 T auf einer Temperatur von bis zu 2 K gekühlt werden kann [Oxford 95].

“Microstat”

Für Messungen ohne Magnetfeld eignet sich das “Microstat” System [K2] (Abbildung 2.9 c)), da dieser sehr handliche Durchflußkryostat sehr schnell betriebsbereit ist, und sich die Probe sehr nah am optischen Fenster befindet. Daher kann mit einer hohen numerischen Apertur (NA) fokussiert werden und man erhält einen entsprechend kleinen Brennfleck. Der Kryostat ist mit einer Basistemperatur von $T = 2.2$ K spezifiziert, scheint diese aber während des Experimentes nicht zu erreichen. Während die am Kühlfinger gemessene Temperatur ungefähr $T = T_{\text{BASIS}} = 3.3$ K erreicht und in den Abbildungen der vorliegenden Dissertation genannt wird, entspricht die Temperatur des Proben-2DES gemäß der thermischen Verschmierung der QPC-Niveaus eher in etwa $T_{2\text{DES}} \approx 10$ K (Abbildung 3.2 b)), [Rossler 08a]. Dies lässt sich auf einen Strahlungswärmeeintrag durch das optische Zugangsfenster zurückführen. Die Thermalisierung des elektronischen Systems auf die Temperatur der Kristallgitterschwingungen T_{PHONON} sowie die sich daran anschließende Kühlung über den Probenhalter und den Kryostatenkühlfinger können diesem optischen Wärmeeintrag nicht vollständig entgegenwirken.

Um den Wärmeeintrag während des Experiments zu minimieren, wurde der innere Probenstab daher zusätzlich durch eine mit dem Kühlfinger verbundene Kupferfolie abgeschirmt. Des Weiteren wurde direkt über der Probe eine kleine Apertur von circa 2 mm x 2 mm Ausmessung eingefügt, um weiter einen nun kleineren optischen Zugang auf die Probe zu ermöglichen. Weiterhin wurde beim Einbau der für die RF-Experimente benötigten Pico-Koaxkabel Wert auf eine gute Wärmekopplung mit dem Kühlfinger gelegt, sodass das 2DES über die Zuleitungen effizient gekühlt werden kann [Pobell 07]. Dadurch wurden eine Temperatur der Elektronen von $T_{2\text{DES}} \approx 6$ K erreicht (Abbildung 3.2 c)). Der Kryostat ist im Gesamten auf einem durch Schrittmotoren 3-achsig verschiebbaren xyz -Tisch gelagert und kann somit computergesteuert beliebig relativ zum Laserstrahl positioniert werden. Dies ermöglicht durch Abrasterung der Probenoberfläche die Erstellung der in Kapitel 3 und 4 gezeigten orts aufgelösten Photoantwortskarten. Die minimale Schrittweite und Reproduzierbarkeit der Einzelschritte liegt dabei etwa bei einem Mikrometer.

Konfokales Freistrahlmikroskop

Ein Teil der in dieser Dissertation im Kapitel 4 beschriebenen Versuche wurden in einem konfokalen Freistrahlmikroskop durchgeführt. Dieses System ist Prototyp eines inzwischen kommerziell erhältlichen Modells, seine faseroptische Version wird

in [Hoegele 08] beschrieben. Im Wesentlichen ist es kompatibel zur Verwendung in Magnetkryostaten. Die Probe kann dabei durch tieftemperaturgeeignete “slip-stick” Piezos oder einen Piezo-Rastereinsatz in kleinen Schritten computergesteuert in allen drei Raumrichtungen positioniert werden.

2.2.2 Optischer Aufbau

Das für diese Arbeit zur optischen Anregung verwendete Lasersystem ist kommerziell erhältlich und benutzt einen diodengepumpten cw-Festkörper-Laser (englisch “continuous wave”, cw) [K 4] mit Wellenlänge $\lambda = 532$ nm, um einen Titan-Saphir-Laser [K 5] zu pumpen. Dieser erzeugt mit Hilfe von passiver Modenkopplung kurze Laserimpulszüge von jeweils circa 200 fs Dauer und einem zeitlichen Abstand von 13 ns. Letzterer entspricht einer Repetitionsfrequenz von etwa $f_{\text{REP}} = 76$ MHz. Bei einer Pumpleistung von 10 W hat der Ausgangslaserstrahl eine optische Leistung von etwa 2 W. Unter Annahme einer bandbreitenbegrenzten gaußschen Impulsform besitzen die Impulse bei einer Zentrumswellenlänge von $\lambda = 800$ nm eine spektrale Halbwertsbreite von mindestens $\Delta\lambda = 5$ nm [Hof 04]. Aufgrund der sehr breitbandigen Verstärkung des Titan:Saphir-Kristalls (Ti : Al₂O₃ verstärkt im Bereich von circa 650 nm bis 1000 nm) kann man den Laser durch Änderung der Resonatorbedingungen (Einbringung von dispersivem Material) im Wellenlängenbereich von 700 nm bis 980 nm durchstimmen.

Die generellen Eigenschaften des Strahlengangs sind in Abbildung 2.10 skizziert. Eine leichte Divergenz des aus dem Laser mit circa 1.7 mrad austretenden Laserstrahls wird durch das Linsenpaar (L1,L2) korrigiert, welches mit der Brennweite $f_1, f_2 = 5$ mm annähernd konfokal aufgestellt wird. Das Linsenpaar wird derart feinjustiert, so dass der Strahldurchmesser auf weite Entfernungen möglichst klein gehalten wird. Eine verbesserte Strahlparallelität erhält man durch Einsatz einer Lochblende (LB) an der Fokusposition. Der Laserstrahl verlässt das Linsenpaar mit einem Strahldurchmesser von circa 1 mm. Die Klappspiegel im folgenden Abschnitt erlauben das Einbringen des Laserstrahls in ein Spektrometer (SP) zur Strahlcharakterisierung oder in den jeweiligen Strahlengang für Messungen im “Microstat” oder im “Spectromag”-Kryostaten. Ein Abschwächerrad (A), dessen winkelabhängige Transmission einem Gradienten in der optischen Länge entspricht, ermöglicht eine stufenlose Regelung der optischen Leistung. Bei Bedarf bestimmt man dahinter die optische Leistung mit Hilfe eines Leistungsmessgeräts (englisch “powermeter”, PM). Danach wird in einem weiteren Linsenpaar (L3,L4) der Strahldurchmesser durch eine konfokale Anordnung mit unterschiedlichen Brennweiten $f_3 = 5$ mm, $f_4 = 12.5$ mm um den Faktor 2.5 vergrößert. Gleichzeitig benutzt man den Fokus dieser Anordnung als Wirkungsort des Strahlzerhackers (englisch “chopper”, CH), welcher als Speichenrad ausgeführt hier mit steuerbarer Frequenz f_{CHOP} den Laserstrahl abblockt oder durchlässt und somit angenähert ein optisches Rechtecksignal erzeugt. Dadurch erhält man die für die Photoantwortmessungen nötige Beleuchtungsmodulation. Nun durchläuft der Laserstrahl noch einen Strahlteiler (ST). Anschließend

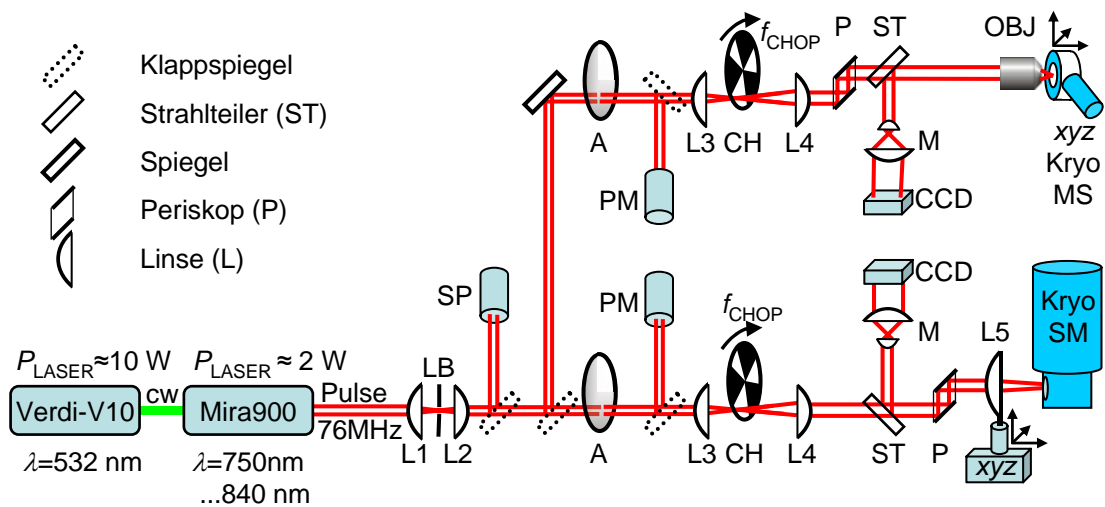


Abbildung 2.10: Strahlengang der optischen Anregung. Der Festkörperlaser “Verdi” pumpt den Ti:Sa-Laser “Mira”. Der vom “Mira” ausgehende Laserstrahl wird durch die Lochblende (LB) in der konfokalen Anordnung (L1,LB,L2) gefiltert, um einen möglichst parallelen Ausgangsstrahl zu erhalten. Die gepunkteten Rechtecke repräsentieren Klappspiegel, welche erlauben, wahlweise das Spektrometer (SP), das Leistungsmessgerät (PM) oder den fokussierenden Strahlengang zu verwenden. Ebenso kann man mit Hilfe eines Klappspiegels wählen, ob man auf Proben im “Microstat” (MS) oder im “Spectromag” (SM) - Kryostaten fokussiert. Das Abschwächerrad (A) erlaubt das Einstellen der optischen Leistung, während das Chopperrad (CH) in der zweiten konfokalen Linsenanordnung (L3,CH,L4) die für die Photoantwort nötige optische Modulation erzeugt. Das Periskop passt den Laserstrahl auf die optische Achse der Kryostaten an. Ein Mikroskopobjektiv (OBJ) für den “Microstat” beziehungsweise eine plankonvexe Linse (L5) für den “Spectromag” fokussieren auf die Nanostruktur der Probe. Das reflektierte Licht wird über den Strahlteiler und eine vergrößernde Mikroskopanordnung (M) auf eine CCD-Kamera (CCD) abgebildet.

wird er durch eine Spiegelperiskopanordnung (P) auf einer Achse orthogonal zur Probenoberfläche auf die Höhe der Probe über dem optischen Tisch gebracht. Schließlich wird der Laserstrahl durch die entsprechenden Elemente auf die Probe fokussiert. Er hat dabei bedingt durch seine endliche Divergenz und den relativ langen Laufweg sowie durch die vorangegangene Strahlaufweitung durch (L3,L4) beim Auftreffen auf die fokussierende Linse einen Durchmesser von circa 1 cm.

Da die Leistungsmessung des Laserstrahls nach dem aufweitenden Linsenpaar (L3,L4) oder nach dem fokussierenden Element (L5) beziehungsweise (OBJ) nur sehr umständlich möglich ist, erfolgt die Leistungsmessung schon sehr weit vorne im jeweiligen Strahlengang. Abbildung 2.11 zeigt für den “Microstat”-Strahlengang die Proportionalität zwischen der Leistungsmessung am gezeigten Ort vor Durchlaufen des zweiten konfokalen Linsenpaars und der Leistung nach dem fokussierenden Ob-

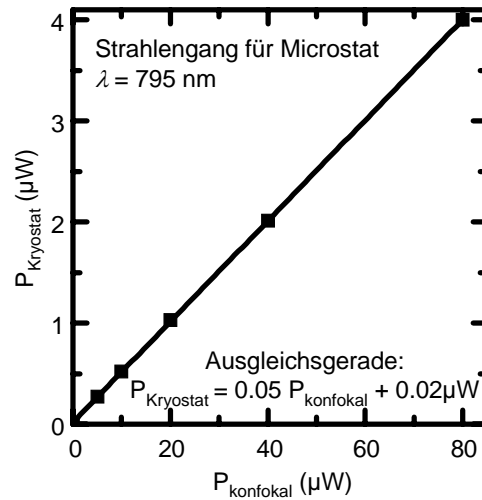


Abbildung 2.11: Optische Laserleistung am Eintrittsfenster des “Microstat”-Kryostaten im Vergleich zu der optischen Leistung vor der aufweitenden konfokalen Anordnung (Datenpunkte) bei einer Wellenlänge von $\lambda = 795 \text{ nm}$. Die angepasste Ausgleichsgerade zeigt die Proportionalität mit einem Faktor 0.05 .

ektiv, also direkt vor dem Eintreten in den Kryostaten. Die angepasste Ausgleichsgerade zeigt einen linearen Zusammenhang und ergibt ein Verhältnis von 1:0.05 der beiden Leistungen. Dieses lässt sich durch den Strahlzerhacker, den Strahlteiler für die Kamera und vor allem das Objektiv erklären, welches den Strahl beschneidet. Die in dieser Dissertation angegebenen Leistungswerte bei Messungen im “Microstat” sind die Werte direkt vor dem optischen Fenster der Kryostaten und sind daher bereits mit dem Faktor 0.05 korrigiert.

Definition der Anregeposition

Das abschließende fokussierende Element (OBJ) beziehungsweise (L5) dient dazu, den Laserstrahl möglichst scharf auf den gewünschten Ort auf der Probe zu fokussieren. Dies geschieht beim “Microstat”-Kryostaten mit Hilfe des Mikroskopobjektivs [K 7] (OBJ) mit einem Arbeitsabstand von $f = 20.5 \text{ mm}$. Da sich der “Microstat”-Kryostat durch Schrittmotoren im Gesamten relativ zum Strahl positionieren lässt, ist keinerlei weitere Mechanik notwendig. Der “Spectromag”-Kryostat hingegen ist ortsfest. Daher ist eine Strahlpositionierung notwendig. Aufgrund der Kryostatabmessungen und der Entfernung der Probe zum Zugangsfenster des Kryostats ist der Arbeitsabstand wesentlich größer als im “Microstat”-Strahlengang. Daher benutzt man in diesem Fall die Planokonvexlinse [K 8] (L5) mit einer Brennweite von $f = 150 \text{ mm}$ als fokussierendes Element. Diese Linse ist auf einem xyz -Mikrometerpositioniertisch befestigt. Dadurch lässt sich die Position und Fläche der Laseranregung manuell auf der Probe definieren.

Fokussiert man einen Strahl in geometrischer Optik, so erhält man einen perfekten Brennpunkt unendlich kleiner Ausdehnung.

In der realistischeren Betrachtung der gaußschen Optik erhält man bei Fokussieren eines Laserstrahls der Wellenlänge λ mit gaußischem Intensitätsprofil einen Brennfleck, dessen minimaler Radius durch $w_0 = \frac{\lambda}{\pi \Theta_{ff}}$ bestimmt ist [Self 83]. Dabei bezeichnet das in Vakuum über $NA = \sin(\Theta_{ff})$ mit der numerischen Apertur verknüpfte $\Theta_{ff} = \arctan\left(\frac{0.5 \cdot D}{f_2}\right)$ den halben Öffnungswinkel des fokussierten Laserstrahls im Fernfeld bei einem Linsensystem mit einem Arbeitsabstand f , Linsendurchmesser D und vollständiger Ausleuchtung. Dieser minimale Brennfleckradius bewirkt eine Untergrenze für die im Experiment als möglichst klein einzustellende Anregungsfläche und beschränkt damit gleichzeitig die erreichbare Auflösung in den orts aufgelösten Photostrommessungen von Kapitel 4.

Bei der von uns verwendeten Wellenlänge $\lambda \approx 800 \text{ nm}$ und dem Mikroskopobjektiv [K 7] mit $D = 2.2 \text{ cm}$ und $f = 20.5 \text{ mm}$ ergibt sich für Messungen im “Microstat” eine minimaler Radius des Brennflecks von $w_0 = \frac{800 \text{ nm}}{\pi \cdot 0.49} = 517 \text{ nm}$, das heißt es ist zu erwarten, dass der Brennfleck bei optimaler Einstellung des fokussierenden Objektivs einen Durchmesser von $2 \cdot w_0 \approx 1 \mu\text{m}$ besitzt. Eine experimentelle Abschätzung für den Brennfleckdurchmesser im “Microstat” ergibt sich aus den in Abbildung 3.21 b) gezeigten Daten für die örtlich aufgelöste Photoantwort. Die Photoantwort beim Abrastern der etwa $2 \mu\text{m}$ messenden Apertur hat eine Halbwertsbreite von ungefähr $2.5 \mu\text{m}$. Bei einer Positioniergenauigkeit von ungefähr einem Mikrometer deutet dies auf einen Brennfleckdurchmesser des Lasers kleiner gleich der Aperturweite hin.

Benutzt man für die Fokussierung in den “Spectromag”-Kryostaten (SM) die Linse L5, so ergibt sich ein minimaler Brennfleckradius von $w_0 = \frac{800 \text{ nm}}{\pi \cdot 0.17} = 1.5 \mu\text{m}$. Eine vollständige Ausleuchtung der Linse kann allerdings in unserem Aufbau nicht erreicht werden. Man errechnet mit dem Durchmesser des kollimierten Strahls von $D_{\text{koll}} \approx 1 \text{ cm}$ einen minimalen Brennfleckradius von ungefähr $w_0 \approx \frac{800 \text{ nm}}{\pi \cdot 0.03} = 8.5 \mu\text{m}$. Dies stimmt gut mit dem durch optische Betrachtung abgeschätzten Brennfleckradius von $w_0 \approx 10 \mu\text{m}$ überein. Für den konfokalen Mikroskopaufbau kann man den Brennfleckdurchmesser zu $< 1 \mu\text{m}$ berechnen [Kroner 08].

Optische Abbildung

Sowohl in den “Microstat”-Strahlengang als auch in den “Spectromag”-Strahlengang wurde zusätzlich noch ein Strahlteiler (englisch “beamsplitter”, BS) eingebracht, um einen Teil des von der Probe reflektierte Lichts durch das fokussierende Element zurück mit der jeweiligen Hilfe einer Linsenkombination in Mikroskopanordnung (M) auf eine CCD-Kamera abzubilden und anschließend auf einem Bildschirm darzustellen. Somit war jederzeit eine komfortable Möglichkeit gegeben, die Probenstrukturen und die dazu relative Position und Qualität des Anregungslaserstrahls zu überprüfen und einzujustieren. Eine dazu erforderliche Beleuchtung der Probe erfolgte mit einer Weißlichtquelle jeweils seitlich am auf die Probe fokussierenden Linsensystem vorbei.

Konfokales Freistrahlmikroskop

Für abschließende Messungen wurde im Rahmen dieser Arbeit auch Photostromversuche in einem modifizierten konfokalen Freistrahlmikroskop durchgeführt. Dabei ist die gesamte Mikroskopanordnung in einem evakuiertem Probenstab untergebracht, welcher in ein Magnetkryostatsystem eingebracht wird. Das Laserlicht mit einer festen Wellenlänge von circa $\lambda = 780 \text{ nm}$ stammt in diesem Fall aus der Laserdiode [K6], welche bei Ansteuerung durch einen Funktionsgenerator Pulsfolgen mit einstellbarer Frequenz f_{ex} liefert. Diese werden dann über eine Standardglasfaser in den Mikroskopaufbau eingekoppelt. Die Probe wird durch Tieftemperaturpiezos positioniert und durch eine Linse mit kleiner Brennweite $f < 2 \text{ mm}$ und damit hoher NA optisch angeregt. Das reflektierte Licht kann über einen weiteren Arm des Mikroskops ausgekoppelt werden, wobei auch hier die Möglichkeit einer optischen Betrachtung auf einem Bildschirm geschaffen wurde. Die dafür erforderliche Beleuchtung wurde durch Einkoppelung des Lichts einer Leuchtdiode mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels direkt vor der fokussierenden Linse realisiert.

Die Tabelle 2.2 zeigt zusammenfassend die wichtigen Daten und Eigenschaften der jeweils verwendeten Kryostat-Systeme.

Kryostat	Kanne	Microstat	Spectromag	Konfokales Mikroskop
optischer Zugang	Nein	Ja	Ja	Ja
Magnetfeld	7 T	Nein	8 T	11 T
Tiefsttemperatur	4.2 K	$\approx 6 \text{ K}$	2.0 K	2 K
automatisierte Probenpositionierung	Nein	$\approx 1 \mu\text{m}$	Nein	$< 1 \mu\text{m}$
Justagekomplexität	-	niedrig	mittel	hoch
min. Brennfleck ϕ	-	$2 \mu\text{m}$	$20 \mu\text{m}$	$< 1 \mu\text{m}$

Tabelle 2.2: Eigenschaften der verschiedenen verwendeten Kryostataufbauten. In abschließenden Messungen zeigte sich die Überlegenheit von Messungen im konfokalen Mikroskopaufbau.

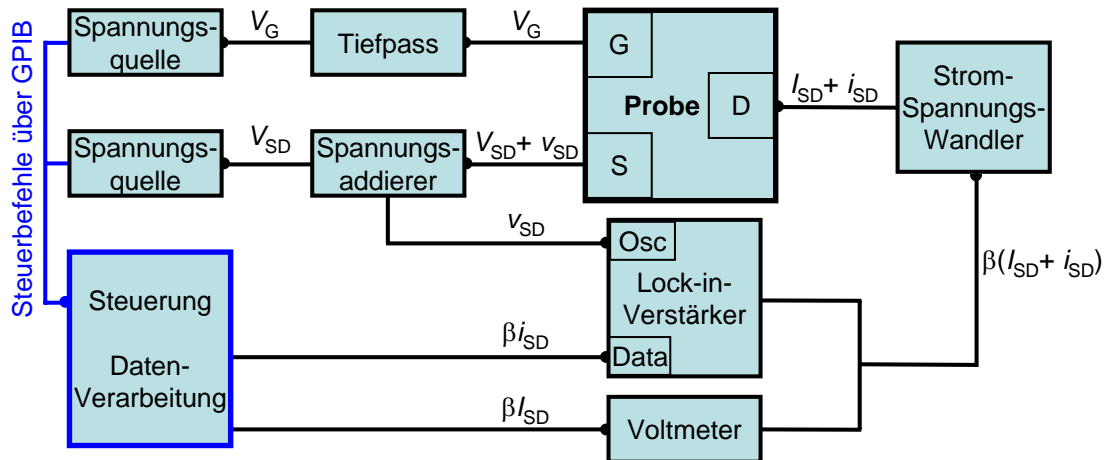


Abbildung 2.12: Skizze des bei Leitwertmessungen verwendeten Messkreises. Ausgänge sind jeweils durch einen Halbkreis gekennzeichnet. Zwei Spannungsquellen geben computergesteuert eine Gatterspannung V_G sowie eine “source”-“drain”-Spannung V_{SD} aus. Über eine Spannungsadditionsschaltung wird V_{SD} die oszillierende Spannung v_{SD} aus dem internen Oszillator des “lock-in”-Verstärkers aufmoduliert. Die resultierende Spannung $V_{SD} + v_{SD}$ liegt am “source”-Anschluss (S) an und fällt über die Probe ab, da der an “drain” (D) angeschlossene Strom-Spannungswandler eine virtuelle Masse vorgibt. Die Ausgangsspannung des Strom-Spannungswandlers $\beta(I_{SD} + i_{SD})$ ist mit der Transimpedanz β proportional zum durch die Probe fließenden Strom $I_{SD} + i_{SD}$ verknüpft [Femto 07]. Das Voltmeter nimmt den Gleichspannungsanteil βI_{SD} , der “lock-in”-Verstärker den relativ rauschärmeren Wechselspannungsanteil βi_{SD} auf. Beide Messgeräte werden mittels eines LabView-Programms ausgelesen.

2.2.3 Messkreis

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Schaltungen zur Bestimmung der jeweiligen Messgröße vorgestellt. Im Allgemeinen wird bei Leitwertmessungen jeweils mit Hilfe einer Yokogawa-Spannungsquelle [K 17] eine “source”-“drain”-Spannung V_{SD} über die Probe angelegt (Abbildung 2.12). Dabei wird bei einer jeweilig angelegten Gatterspannung von V_G der Strom I_{SD} durch die Probe in einer Zweipunkt-Messung über einen an die jeweilige Messsituation angepassten Strom-Spannungswandler [K 19],[K 20] oder [K 21] in ein dazu proportionales Spannungssignal umgewandelt. Der geeignete Strom-Spannungswandler bestimmt sich dabei vor allem durch den gewünschten Frequenzbereich. Bei Messungen unterhalb von $f \leq 10$ kHz benutzt man vor allem den Strom-Spannungswandler [K 19], wohingegen die Wandler [K 20] oder [K 21] für Frequenzen im Bereich von $f = 0..100$ MHz ausgelegt sind. Das vom Strom-Spannungswandler ausgegebene Spannungssignal wird anschließend von einem Multimeter [K 16] sowie einem “lock-in”-Verstärker [K 9] gemessen und über ein automatisiertes Messprogramm [K 22], [K 23] oder [K 24] eingelesen und abgespei-

chert. Dabei legt die virtuelle Masse des über einen Trenn-Trafo ans Stromnetz angeschlossenen Strom-Spannungswandlers die Gesamtmasse des Messaufbaus fest. Alle anderen Geräte sind potentialfrei oder werden über einen Trenntrafo vom Stromnetz getrennt. Der Steuerungscomputer ist durch einen optoelektronischen Koppler ebenfalls galvanisch vom GPIB-Bus getrennt. Durch all diese Maßnahmen konnte der Rauschlevel im System erheblich reduziert werden. Der Tiefpassfilter an der Gatterspannungsquelle besitzt eine Grenzfrequenz von $f_G = 2$ Hz und schützt die Probe vor plötzlichen Spannungsspitzen oder fehlerhafter und plötzlicher Ansteuerung des Gatters.

Eine “lock-in”-Messung wird verwendet, um ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Dabei moduliert man der anregenden Größe (hier der angelegten Spannung V_{SD}) ein kleines zusätzliches Signal $v_{SD}(t)$ mit fester Frequenz auf. Der gemessene Probenstrom I_{SD} enthält daher auch den kleinen Anteil $i_{SD}(t)$ welcher mit der festen Frequenz moduliert ist. Der “lock-in”-Verstärker misst das Ausgangssignal phasenempfindlich mit einer eingeschränkten Bandbreite um die Modulationsfrequenz herum. Im Frequenzraum ist also in diesem durch die Bandbreite gegebenen Messfenster das gesamte Messsignal, aber nur ein kleiner Teil des Rauschspektrums enthalten. Dies führt in Kombination mit einer phasenempfindlichen Integration zu einer starken Verbesserung im Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Die Bandbreite wiederum hängt invers proportional von der Integrationszeit T_C der “lock-in”-Messung ab. Diese stellt daher einen wichtigen Parameter der Messung dar. Einerseits sollten möglichst viele Zyklen (als Faustregel : mindestens 10) des oszillierenden Signals $v_{SD}(t)$ darin enthalten sein, andererseits aber sollte die Messung möglichst kurz dauern und es sollte sich auch V_{SD} innerhalb des Messprozesses möglichst nicht ändern. Weiterhin sollte $v_{SD}(t)$ möglichst so klein sein, dass es den Arbeitspunkt an V_{SD} nicht merkbar verschiebt, andererseits aber sollte es so groß sein, dass es ein gut detektierbares Signal $i_{SD}(t)$ hervorruft. Weiterhin ist bei der Wahl von $v_{SD}(t)$ zu beachten, dass es nur eine kleine Störung des Systems im Gleichgewicht darstellt, es also energetisch kleiner als die thermische Unschärfe im System sein sollte. Daher muss gelten, dass $ev_{SD}(t) \leq k_B T$. Eine weitere für die Messung sehr wichtige Zeitkonstante ist die Anstiegs- und Fallzeit T_R des jeweiligen Strom-Spannungswandlers, da man ansonsten nicht die reine Antwort $i_{SD}(t)$ der Probe, sondern die Faltung der Probenantwort mit der Antwortcharakteristik des Strom-Spannungswandlers auf eine im Vergleich zu T_R schnelle Änderung durch $v_{SD}(t)$ registriert.

Leitwertmessungen

Bei den in Abschnitt 3.1 vorgestellten rein elektronischen Leitwertmessungen wird der angelegte Spannung V_{SD} ein oszillierendes Spannungssignal $v_{SD}(t)$ aufaddiert, welches man mit definierter Frequenz aus dem internen Oszillator des “lock-in”-Verstärkers erhält. Die am Lehrstuhl angefertigte Additionsschaltung besteht dabei aus einem Trenntrafo sowie einem Spannungsteiler, welcher die angelegte

Gleichspannung um den Faktor 197 und die angelegte Oszillationsamplitude um den Faktor 5200 reduziert. Dadurch befindet man sich für die im Experiment an den Proben benötigten Spannungen innerhalb eines für die Spannungsquellen üblichen Spannungsbereichs und kann deren Rauschen in den Ausgangsspannungen noch um die genannten Faktoren reduzieren. Die in dieser Dissertation angegebenen Werte von V_{SD} und V_G sind jeweils die Werte am Ausgang dieser Additionsschaltung. Bei Gleichgewichtstransportmessungen setzt man die “source”-“drain”-Spannung V_{SD} auf 0 mV und die Amplitude v_{SD} auf typischerweise $20 \mu\text{V}$. Bei Nichtgleichgewichtstransportmessungen legt man zusätzlich eine endliche Spannung V_{SD} von bis zu $\pm 15 \text{ mV}$ an. Aus der vom “lock-in”-Verstärker gemessenen Amplitude i_{SD} der Antwort $i_{SD}(t)$ im Probenstrom berechnet sich der sogenannte differentielle Leitwert $G = \frac{i_{SD}}{v_{SD}}$. Zusätzlich erlaubt die Multimetermessung von I_{SD} auch die Berechnung des DC-Leitwerts $G_{DC} = \frac{I_{SD}}{V_{SD}}$. Beide Werte enthalten, da in Zweipunkt-Geometrie gemessen, noch den Kontaktwiderstand der Probe, welcher aber nach Gleichung 1.24 herausgerechnet werden kann. Die der Dissertation zugrunde liegenden Messungen wurden typischerweise bei einer Modulationsfrequenz von 117.3 Hz und einer Integrationszeit von $T_C = 200 \text{ ms}$ durchgeführt. Der verwendete Strom-Spannungswandler [K 19] wurde typischerweise mit einer Transimpedanz von $10^6 \frac{\text{V}}{\text{A}}$ oder $10^7 \frac{\text{V}}{\text{A}}$ und einer Anstiegszeit von $T_R = 0.03 \text{ ms}$ betrieben, wodurch sich eine Einschränkung auf den Frequenzbereich $\leq 10 \text{ kHz}$ ergibt.

Photoleitwertmessungen

Die im Kapitel 3 vorgestellten Photoleitwertmessungen zeigen den Einfluss von Laserlicht auf den Leitwert der Probe. Anstatt eine periodische Spannungsänderung v_{SD} auf die “source”-“drain”-Spannung aufzomodulieren wird die Photoantwort i_{PR} bei periodischem An- und Abschalten der Laserbeleuchtung registriert (Abbildung 2.13). Dieses erreicht man durch das schon oben beschriebene “Zerhacken” des Laserstrahls mit Hilfe eines “chopper”-Rads, dessen Unterbrechungsfrequenz gemessen und als Referenzfrequenz an den “lock-in”-Verstärker angelegt wird. Somit kann man für eine genau definierte Modulationsfrequenz den jeweiligen Einfluss der Beleuchtung auf den Strom durch die Probe messen. Dieser Aufbau ist aufgrund des mechanischen chopper-Rads und wiederum aufgrund des Frequenzgangs des verwendeten Strom-Spannungswandler [K 19] auf einen Frequenzbereich $\leq 10 \text{ kHz}$ beschränkt. Im Bereich dieser niedrigen Frequenzen stellte sich heraus, dass die Photoantwort unabhängig von der Polarität der angelegten Spannung V_{SD} aber proportional zu deren Betrag ist. Man kann die Photoantwort daher also wie im folgenden Kapitel beschrieben als Photo-(induzierten) Leitwert identifizieren.

RF-Leitwerts und RF-Photostrommessungen

Die im Kapitel 4 vorgestellten Messungen werden analog zu den vorher beschriebenen (Photo-)Leitwertmessungen durchgeführt, allerdings nun bei wesentlich höheren Frequenzen der Beleuchtungsmodulation von bis zu 76 MHz. Diese fordern die

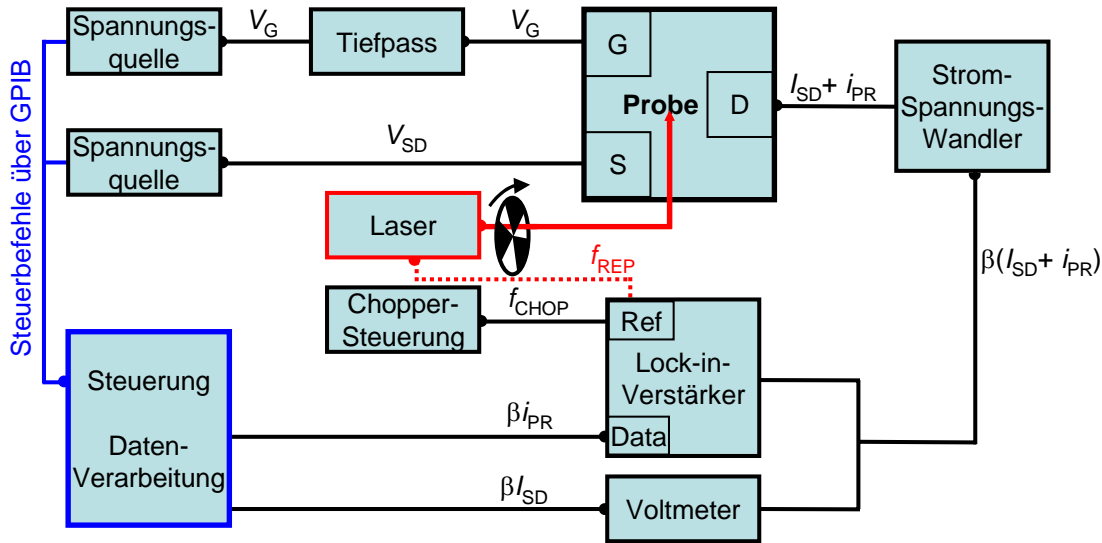


Abbildung 2.13: Skizze des bei Photoantwortmessungen verwendeten Messkreises. Ausgänge sind jeweils durch einen Halbkreis gekennzeichnet. Zwei Spannungsquellen legen computergesteuert eine Gatterspannung V_G an das topgate (G) sowie eine “source”-“drain”-Spannung V_{SD} an den “source”-Anschluss (S) der Probe an. Der Strom durch die Probe ändert sich aufgrund von periodisch einfallendem Laserlicht (rot). Der an “drain” (D) angeschlossene Strom-Spannungswandler treibt die mit der Transimpedanz β proportional zum durch die Probe fließenden Strom $I_{SD} + i_{PR}$ verknüpfte Ausgangsspannung $\beta(I_{SD} + i_{PR})$. Das Voltmeter misst davon den Gleichspannungsanteil βI_{SD} , der “lock-in”-Verstärker mit Hilfe der von der “chopper”-Steuerung ausgegebenen Referenzfrequenz f_{CHOP} den relativ rauschärmeren Wechselspannungsanteil βi_{PR} und leitet ihn an das steuernde LabView-Programm weiter. Für RF-Messungen wird die Repetitionsfrequenz f_{REP} des Lasers als Referenzfrequenz genutzt (rot gestrichelte Linie), der “chopper” ist dann unnötig.

Verwendung für diesen Frequenzbereich ausgelegter Elemente wie zum Beispiel die Hochfrequenz -Strom-Spannungswandler [K 20] oder [K 21], eine (am Lehrstuhl angefertigte) RF-taugliche Spannungsadditionsschaltung sowie den RF- “lock-in” -Verstärker [K 10]. Während für die Leitwertmessungen immer noch der interne Oszillator des RF-“lock-in”-Verstärkers verwendet werden kann, muss man für die optische Modulation neue Hilfsmittel jenseits des mechanischen Strahlblockierens verwenden. In dieser Arbeit wurden zum einen nach dem Prinzip des elektro-optischen Effektes arbeitende Pockelszellen [K 11] für den Frequenzbereich bis zu 1 MHz verwendet. Zum anderen kann man als Laserquelle die durch einen Pulsgenerator ansteuerbare Laserdiode [K 6] mit einer festen Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ in einem weiten Frequenzbereich von bis zu mehr als 10 MHz verwenden. Bei Verwendung des Ti:Sa-Lasers [K 5] erhält man durch die Impulsfolgen mit der fixen Repetitionsfrequenz $f_{REP} = 76 \text{ MHz}$ automatisch eine für das Experiment verwendbare Beleuch-

tungsmodulation mit durchstimmbarer Wellenlänge.

Eine wesentliche Beschränkung der für das Experiment nutzbaren Frequenz ergibt sich aufgrund des Kapazitätsbelags der verwendeten Kabel zwischen Probe und Strom-Spannungswandler und der von der Kapazität abhängigen Verstärkungsfaktoren im jeweiligen Frequenzbereich des Strom-Spannungswandlers. Nach Einbau von Pico-Koaxkabeln mit einem Kapazitätsbelag von lediglich $50 \frac{\text{pF}}{\text{m}}$ ergibt sich für die circa 30 cm langen Kabel im “Microstat” eine Kapazität von 15 pF. Daraus resultiert dem Datenblatt der Wandler [K 20],[K 21] zufolge eine maximal mögliche Messfrequenz von 80 MHz bei einer Transimpedanz von $5 \cdot 10^4 \frac{\text{V}}{\text{A}}$. Die etwa 120 cm langen Kabel im konfokalen Mikroskop erlauben dementsprechend eine maximale Messfrequenz von circa 40 MHz bei einer Transimpedanz von $10^4 \frac{\text{V}}{\text{A}}$. Wie in dem entsprechenden Kapitel erläutert, kann man die in der angelegten “source”-“drain”-Spannung V_{SD} asymmetrische Photoantwort im Falle hoher Frequenzen als einen optisch induzierten ballistischen Strom (Photostrom) über den QPC identifizieren.

Kapitel 3

Photoleitwertphänomene in mesoskopischen Schaltkreisen

In diesem Kapitel werden Messdaten der Quantenpunktkontaktproben diskutiert. Eine rein elektronische Leitwertmessung zeigt die eindimensionale Subbandquantisierung und einen energetischen Abstand der Subbänder von bis zu $\Delta\epsilon_n^{1D} = 5 \text{ meV}$ für die flach geätzten und bis zu $\Delta\epsilon_n^{1D} = 11 \text{ meV}$ für die unterätzten Proben. Weiterhin belegen Messungen im Magnetfeld einen Übergang dieser Subbandstruktur über hybridisierte Bänder hin zur rein magnetisch bewirkten Quantisierung in Landau-niveaus.

Erste Photoantwortmessungen zeigen unter Beleuchtung den Effekt einer unerwünschten parallelen Leitfähigkeit. Dieser Effekt kann durch verändertes Probendesign und optimiertes Wafermaterial unterdrückt werden. Es werden Messungen der Photoantwort an freistehenden Brücken und flach geätzten Quantenpunktkontakten vorgestellt.

Ein Signal der Photoantwort ergibt sich entweder aufgrund eines Photostroms, einer Photospannung oder einer photoinduzierten Änderung des Leitwerts. Bei den in diesem Kapitel beschriebenen niederfrequenten Photoantwortmessungen kann bei beiden Probentypen der Effekt einer optisch induzierten Leitwärtsänderung identifiziert werden. Es wird ein Modell des optisch induzierten Photoleitwerts eingeführt, welches im Rahmen einer numerischen Simulation eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten zeigt und eine Identifikation der experimentell ermittelten Zeitkonstanten erlaubt.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurden im Rahmen von [Hof 08a],[Hof 08b],[Hof 09a] und [Rossler 08a] publiziert.

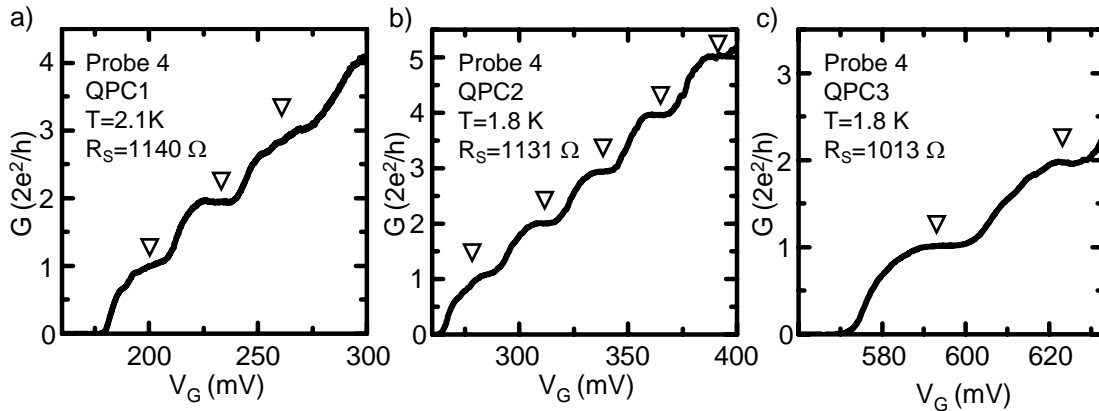


Abbildung 3.1: Differentieller Leitwert G der QPCs von Probe 4 in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G nach Abzug des jeweiligen seriellen Zuleitungswiderstands R_S . Die Messungen wurden im “Spectromag”-Kryostaten bei einer Temperatur von ungefähr $T \approx 2\text{K}$ durchgeführt. Die QPCs unterscheiden sich in ihrer rasterkraftmikroskopisch bestimmten Breite von a) 400 nm b) 300 nm und c) 250 nm. Die eingezeichneten Dreiecke zeigen die mittlere Position der resultierenden Stufen in $G(V_G)$.

3.1 Leitwert

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Proben elektronisch charakterisiert, und die jeweiligen Subbandenergien der verwendeten QPCs bestimmt.

3.1.1 Messung der Leitwertsquantisierung

Wie in Abschnitt 1.2.1 erläutert beträgt der Leitwert eines idealen und spinentarteten QPCs bei $T = 0\text{K}$ immer ein geradzahliges Vielfaches des Leitwertquants, also $n \cdot \frac{2e^2}{h}$. Verschiebt man durch Anlegen einer Gatterspannung V_G energetisch die Niveaus der eindimensionalen Subbandböden bezüglich der zweidimensionalen “source“- und “drain“-Niveaus, so erhält man in der Auftragung Leitwert gegen Gatterspannung die in Abbildung 3.1 gezeigten stufenförmigen Abschnürkurven.

Die in der Abbildung durch Dreiecke angezeigten flacheren Bereiche der Abschnürkurve weichen aufgrund der thermischen Energieunschärfe von der optimalen Stufenform bei $T = 0\text{K}$ ab [van Wees 91]. Es zeigen sich keine resonanten Strukturen auf den Leitwertsstufen. Diese wären ein Beleg für die Anwesenheit von isolierten Störstellen [Kopley 88], [McEuen 90]. Ebenfalls kann aus der Abwesenheit resonanter Strukturen auf eine adiabatischen Einkopplung der zweidimensionalen Moden in die eindimensionalen Moden des QPCs geschlossen werden [Szafer 89], [Glazman 90]. Das laterale Einschlusspotential verursacht also keine Intersubbandstreuung zwischen den Leitwertsmoden.

Den abnehmenden lateralen Ausmessung der QPCs in 3.1 a) bis c) entsprechen immer positivere Gatterspannungen, welche nötig sind, um den QPC für den elektro-

nischen Transport zu öffnen. Ohne Anlegen einer positiven Gatterspannung besitzen die flachgeätzten Proben einen Leitwert nahe null Siemens und sind im Bereich der QPCs an Elektronen verarmt. Dies erweist sich als sehr vorteilhaft, da eventuell auftretende elektrostatischen Spannungen über die Nanostruktur über den weiten Verarmungsbereich abfallen und dadurch die Stärke der auftretenden Felder relativ gering sind. Daher ist die Struktur sehr robust gegenüber elektrostatischen Effekten und konnte über mehrere Monate und Einbauzyklen verwendet werden.

Die Abschnürkurven in Abbildung 3.1 a) und 3.2 a) zeigen beide als charakteristisches QPC-Merkmal weiterhin eine Einbuchtung unterhalb des ersten Leitwertplateaus. Da der Leitwert dieses Bereichs ungefähr 0.7 Leitwertquanten beträgt, ist dieses Merkmal unter dem Namen “0.7-Struktur” bekannt [Thomas 96]. Deren Entstehung wird kollektiven Elektronen(-spin)effekten zugeschrieben, ist aber immer noch nicht theoretisch verstanden und daher weiterhin Gegenstand gegenwärtiger Untersuchungen (zum Beispiel [Kristensen 98b], [Kristensen 00], [Cronenwett 02]). Da bei tiefen Temperaturen nur noch eine geringe thermische Anregungsenergie zur Verfügung steht (Bei $T = 4.2$ K beträgt die thermische Energie beispielsweise lediglich $E_{\text{therm}} = k_B T = 362 \mu\text{eV}$) sind energetisch tiefer liegende Störstellen in der Regel in ihrem Ladungszustand eingefroren. Daher werden die Proben in diesem Experiment während des Abkühlens mit Weißlicht beleuchtet, um eine verbesserte Mobilität und ein stabiles elektrostatisches Umfeld zu erhalten. Gleichzeitig ist auf das Einfrieren der Störstellen in jeweils leicht verschiedenem Ladungszustand auch rückzuführen, dass sich die Proben bei einem neuen Kühlzyklus in einer jeweils anderen elektrostatischen Konfiguration befinden. Daher weisen die Abschnürkurven in verschiedenen Kühlzyklen jeweils einen leicht unterschiedlichen Zuleitungswiderstand R_S auf. Ebenso werden identische Leitwertstufen in verschiedenen Kühlzyklen bei jeweils leicht verschiedenen Gatterspannungen V_G durchlaufen. Der maximale Betrag einer an die Probe angelegten positiven Gatterspannung V_G ist auf einen Bereich kleiner 0.7 V beschränkt, da bei größeren Spannungen die sogenannte “Flatband”-Bedingung hergestellt ist, also die zwischen Gatter und Heterostruktur vorherrschende Bandverbiegung sehr klein wäre und daher die Schottkybarriere zwischen Metallgatter und Halbleiter aufgehoben wird. Die Folge wären hohe Ströme zwischen Gatter und 2DES, welche die Probe irreparabel schädigen könnten. Daher ist es für den in Abbildung 3.1 c) gezeigten QPC auch nur möglich, die untersten zwei Stufen der Leitwertkurve aufzunehmen. Alle gezeigten Leitwertmessungen werden nach Formel 1.24 noch um den seriellen Zuleitungs- und Kontaktwiderstand korrigiert, wobei die bekannten geradzahigen Leitwertsniveaus als Eichmaß dienen. Damit ist die Bestimmung des Widerstands mit Hilfe einer nichtlinearen Regressionsanalyse möglich.

Die in Abbildung 3.2 gezeigten Leitwertmessungen wurden an dem mit einer rasterkraftmikroskopisch bestimmten Breite von 370 nm weitesten QPC der Probe 5 durchgeführt. Der QPC ist bei dieser Probe nur von einem schmalen Gold-Topgate abgedeckt, dadurch ist der dem QPC benachbarte Bereich optisch zugänglich und die Probe reagiert relativ stark auf einfallendes Raumlicht. Der gezeigte Vergleich von

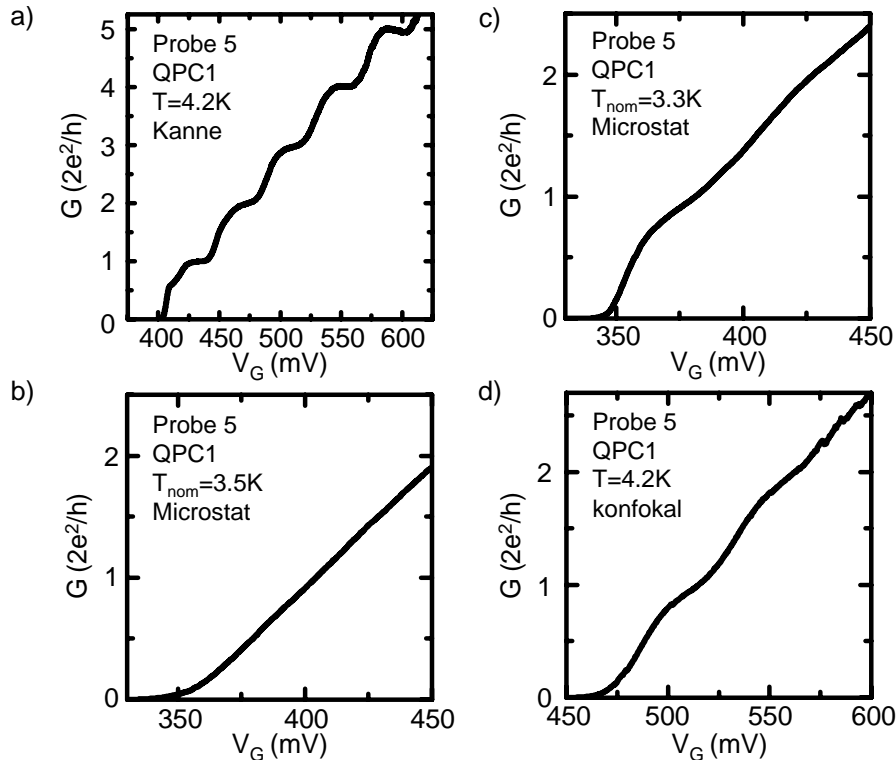


Abbildung 3.2: Differentieller Leitwert des QPC1 von Probe 5 in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G nach Abzug des jeweiligen seriellen Zuleitungswiderstands. a) Die Messung wurde als Kantenmessung bei $T = 4.2\text{ K}$ und völliger Dunkelheit ausgeführt. Es sind deutlich die Leitwertsstufen und die 0.7-Struktur zu erkennen. b) Derselbe QPC im “Microstat” bei nominellen $T_{\text{nom}} = 3.5\text{ K}$. Es sind keine Leitwertsstufen zu erkennen. c) Nach der im Text beschriebenen Modifikation des “Microstat” sind bei einer Basistemperatur von $T_{\text{BASIS}} = 3.3\text{ K}$ nun die thermisch verbreiterten Stufen zu erkennen. d) Derselbe QPC ein Jahr später im beschriebenen konfokalen Aufbau bei $T = 4.2\text{ K}$. Die Leitwertsstufen sind erkennbar, aber ebenfalls wesentlich schwächer ausgeprägt als bei der Kantenmessung.

Messungen derselben Probe in verschiedenen Kryostatsystemen belegt die Vor- und Nachteile der jeweiligen Systeme: In der in 3.2 a) gezeigten Kantenmessung herrscht völlige Dunkelheit und auch die Elektronen im 2DES der Probe erreichen wohl die Temperatur von $T_{2\text{DES}} = 4.2\text{ K}$. Daher zeigt die Messkurve sehr deutlich die Leitwertplateaus. In der Messung von 3.2 b) wurde dieselbe Probe im “Microstat” vermessen. Es zeigte sich, dass bedingt durch den optischen Zugang trotz völliger Dunkelheit im Labor viel (Wärme-)Strahlung Energie einbringt, und dass dadurch eine tatsächliche Temperatur des 2DES von $T_{2\text{DES}} > 10\text{ K}$ herrscht, was sich in der thermischen Verbreiterung der nicht mehr identifizierbaren Leitwertsstufen äußert. Nach den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Modifikationen des “Microstat”-Kryostaten, insbesondere nach dem Schließen des optischen Fensters unter Offenhalten einer kleinen Apertur, erreicht man auch mit diesem System eine deutliche Abweichung von der

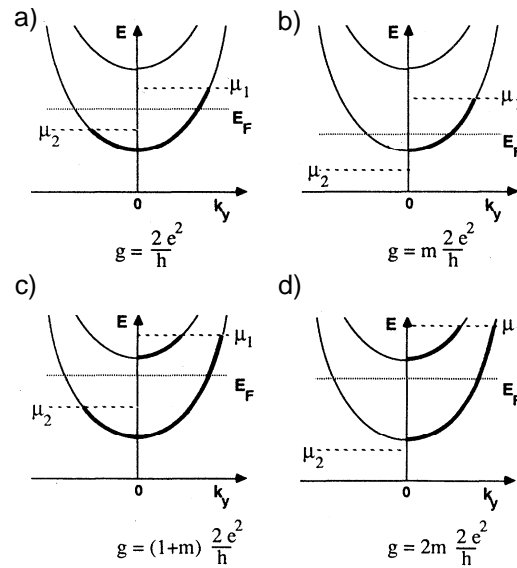


Abbildung 3.3: Skizze der Subbandbesetzung im QPC bei verschiedenen angelegten “source”-“drain”-Spannungen V_{SD} und Fermienergien E_F . V_{SD} verschiebt das chemische Potential von “source” (μ_1) und “drain” (μ_2) relativ zueinander gemäß $eV_{SD} = \mu_1 - \mu_2$. a) E_F in der Mitte zwischen zwei Subbandbänden und relativ kleine V_{SD} : Zum differentiellen Leitwert von $g = \frac{2e^2}{h}$ tragen sowohl Elektronen mit positivem als auch mit negativem k_y bei. b) E_F knapp oberhalb des untersten Subbandbodens: nur Elektronen mit positivem k_y tragen zum differentiellen Leitwert $g = m \frac{2e^2}{h}$ dieses Bandes bei. c) E_F knapp unterhalb des zweituntersten Subbandbodens: nur Elektronen mit positivem k_y tragen zum differentiellen Leitwert $g = m \frac{2e^2}{h}$ des zweiten Subbandes bei, der differentielle Leitwert beträgt insgesamt $g = (1 + m) \frac{2e^2}{h}$. d) E_F knapp unterhalb des zweituntersten Subbandbodens und V_{SD} größer dem Subbandabstand: nur Elektronen mit positivem k_y tragen zum differentiellen Leitwert $g = m \frac{2e^2}{h}$ des jeweiligen Subbands bei, der differentielle Leitwert beträgt insgesamt $g = (2m) \frac{2e^2}{h}$. Bei einer vereinfachten Betrachtung mit $m=0.5$ ergeben sich die Leitwertplateaus mit ungeradzahligen Vielfachen von $\frac{e^2}{h}$, welche man auch als Halbplateaus bezeichnet. Nach [Kouwenhoven 89].

vorherigen Messung sowie ein deutliches Heraustreten der (ersten) Leitwertstufe (Abbildung 3.2 c)). Abbildung 3.2 d) zeigt eine Messung desselben QPCs im konfokalen Mikroskopaufbau nach Ablauf eines Jahres. Trotz leichter Degradationserscheinungen zeigt die Probe auch in diesem Aufbau deutliche Zeichen der ersten Leitwertstufen.

3.1.2 Nichtgleichgewichtstransport

Legt man an den QPC zusätzlich noch eine DC-“source”-“drain” Spannung V_{SD} an, so erhält man eine Transportmessung im Nichtgleichgewicht. Damit kann nach

[Thomas 95] der Energieabstand der eindimensionalen Subbandböden $\Delta\epsilon_n$ vermessen werden. Dabei bewirkt das Anlegen von V_{SD} zusätzliche Strukturen, die sogenannten Halbplateaus, zwischen den ursprünglichen Plateaus im differentiellen Leitwert. Die angelegte Spannung V_{SD} legt dabei eine Energieskala $e \cdot V_{SD}$ fest, gegenüber der der Subbandabstand gemessen wird. Dies wird skizzenhaft in Abbildung 3.3 verdeutlicht [Kouwenhoven 89].

Für die Bestimmung des energetischen Abstandes zwischen den Subbändern muss man aber noch berücksichtigen, dass ein Teil der angelegten Spannung über den Serienwiderstand R_S abfällt, und man die Energieskala daher noch um diesen Teil korrigieren muss. Für Betrachtungen am ersten Leitwertsplateau und mit Zuleitungswiderständen mit $R_S < 2 \text{ k}\Omega$ ist diese Korrektur jedoch vernachlässigbar klein. Die Abbildungen 3.4, 3.5 und 3.6 zeigen Messungen in diesem Regime, wobei in a) jeweils die V_{SD} -Abhängigkeit des differentiellen Leitwertes für äquidistante Schritte in der Gatterspannung V_G gezeigt sind. In b) wird jeweils der differentielle Leitwert G in Abhängigkeit von V_{SD} und V_G gezeigt und in c) die daraus abgeleitete Größe $\frac{dG}{dV_G}$. Letztere wird auch als Transleitwert bezeichnet. In diesen Abbildungen des Transleitwerts treten jeweils die Ableitungen an den Rändern der diamantförmigen Leitwertplateaus aufgrund der dortigen großen Steigung deutlich als helle Rauten hervor. Aus diesen Daten kann man nach [Thomas 95] den Energieabstand $\Delta\epsilon_n$ der Subbänder des jeweiligen QPCs der jeweiligen Probe entnehmen. Diese Werte sind in der Tabelle 3.1 aufgeführt.

	Probe 4 QPC2	Probe 4 QPC3	Probe 5 QPC1
Energieabstand $\Delta\epsilon_n$ der Subbandböden	3 meV	5 meV	4 meV

Tabelle 3.1: Aus den Nichtgleichgewichts-Leitwertmessung gewonnene energetische Abstände der eindimensionalen Subbandböden der jeweiligen QPCs.

Gleichzeitig zeigen die Messungen im “Microstat”, dass trotz des optischen Zugangs und des damit unweigerlich verbundenen Einbringens von Photonen in die Heterostruktur ausgeprägte eindimensionale Energieniveaus bestehen bleiben. Dieses Erkenntnis bildet die Grundlage für die Messungen des Photoleitwerts in Abschnitt 3.2. Weiterhin kann man durch diese Messungen den Konversionsfaktor $\alpha = \frac{\Delta\epsilon_n}{e \cdot \delta V_G}$ zwischen angelegter Gatterspannung V_G und daraus resultierender Verschiebung der Subbandenergieniveaus aus der bei $V_{SD} = 0$ zur Verschiebung einer vollen Leitwertstufe nötigen Spannungsdifferenz δV_G berechnen [Holleitner 03].

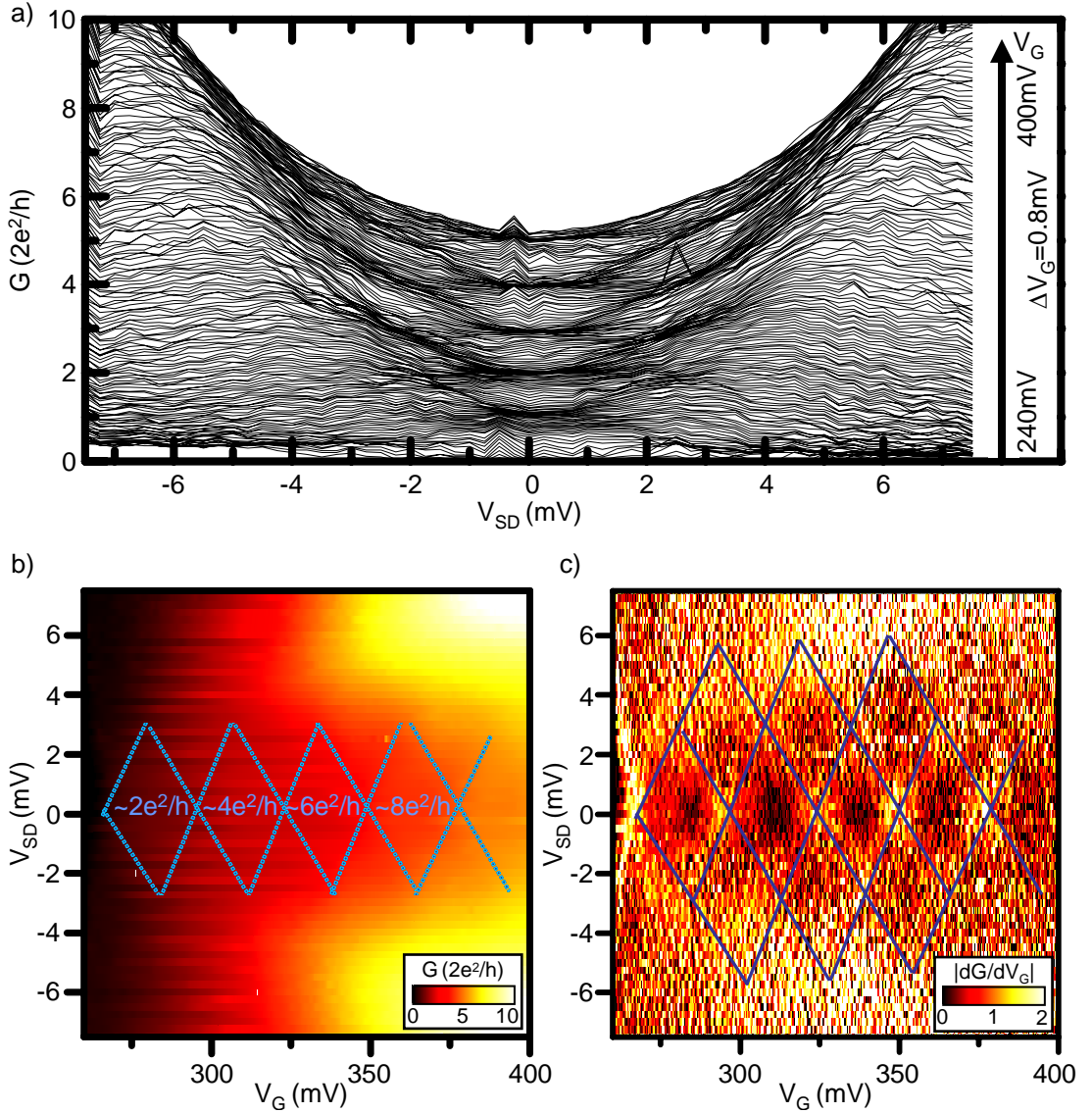


Abbildung 3.4: Differenzieller Leitwert G des QPC2 der Probe 4 gemessen bei $T = 2.2$ K. Ein serieller Zuleitungswiderstand von $R_S = 1130 \Omega$ wurde abgezogen. a) “source”-“drain”-Abhängigkeit des differentiellen Leitwerts G bei verschiedenen Gatterspannungen V_G , welche im Bereich von 240 mV bis 400 mV in 0.8 mV-Schritten variiert werden. b) Dieselben Leitwertdaten linear farbkodiert gegenüber der “source”-“drain” Spannung V_{SD} und Gatter-Spannung V_G aufgetragen. Bereiche annähernd konstanten Leitwerts mit $G \approx 1, 2, 3, 4, 5 \cdot \frac{2e^2}{h}$ erscheinen in c) beim daraus abgeleiteten Transleitwert $\frac{dG}{dV_G}$ deutlich als dunkle Bereiche. Bereiche starker Leitwertänderung erscheinen im Transleitwert als helle Bereiche und sind durch die gepunkteten blauen Hilfslinien verdeutlicht. Damit kann man den Energieabstand der Subbänder zu $\Delta\epsilon_n \approx 3$ meV und den Konversionsfaktor $\alpha = \frac{\Delta\epsilon_n}{e \cdot \delta V_G} = \frac{1 \text{ meV}}{9 \text{ meV}}$ bestimmen.

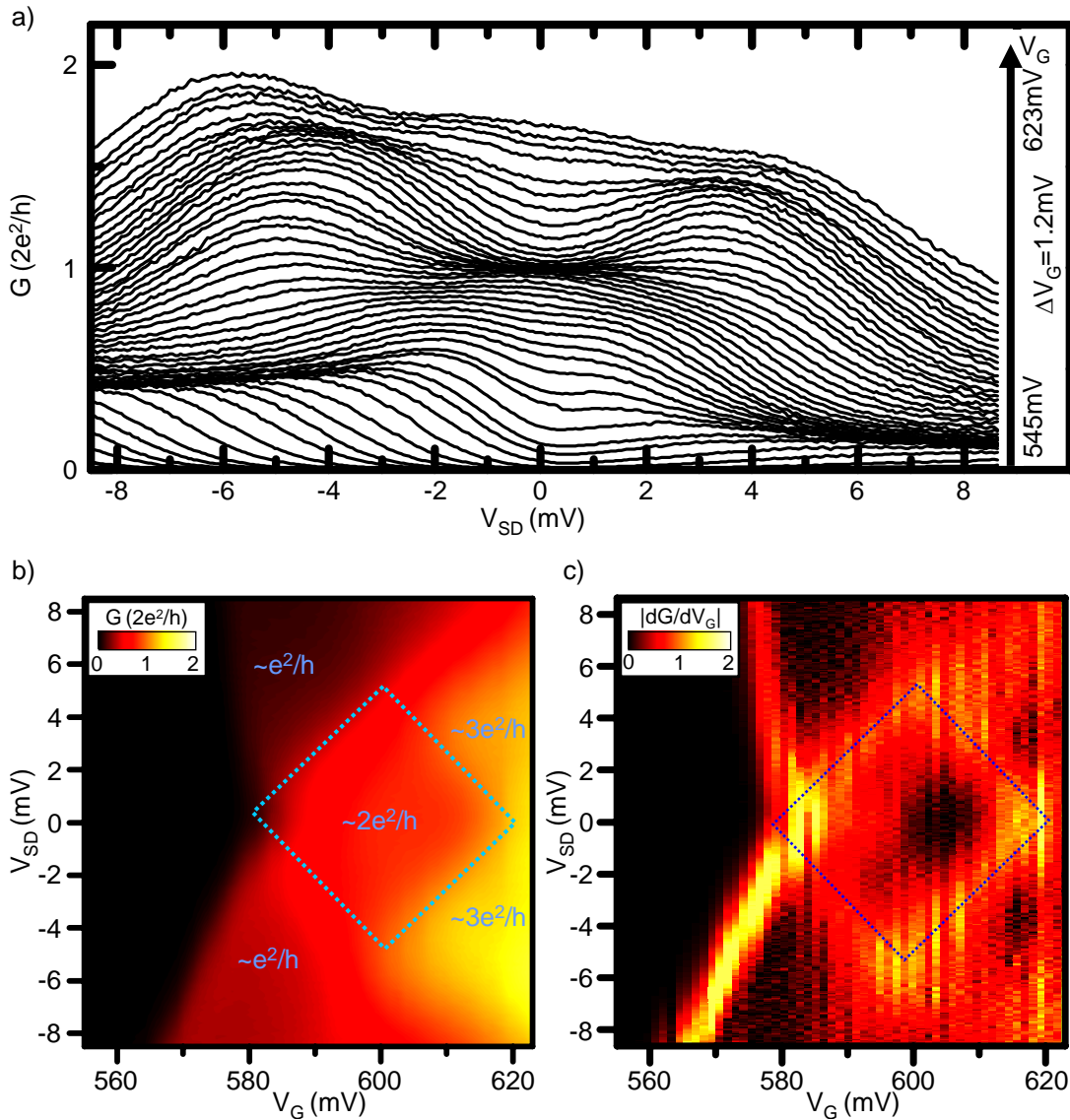


Abbildung 3.5: Differenzieller Leitwert G des QPC3 der Probe 4 gemessen bei $T = 2.1\text{ K}$. Ein serieller Zuleitungswiderstand von $R_S = 1013\ \Omega$ wurde abgezogen. a) “source”-“drain”-Abhängigkeit des differentiellen Leitwerts G bei verschiedenen Gatterspannungen V_G , welche im Bereich von 545 mV bis 623 mV in 1.2 mV -Schritten variiert werden. b) Dieselben Leitwertdaten linear farbkodiert gegenüber der “source”-“drain” Spannung V_{SD} und Gatter-Spannung V_G aufgetragen. Bereiche annähernd konstanten Leitwerts mit $G \approx 0.5, 1, 1.5 \cdot \frac{2e^2}{h}$ erscheinen in c) beim daraus abgeleiteten Transleitwert $\frac{dG}{dV_G}$ deutlich als dunkle Bereiche. Bereiche starker Leitwertsänderung erscheinen im Transleitwert als helle Bereiche und sind durch die gepunkteten blauen Hilfslinien verdeutlicht. Damit kann man den Energieabstand der Subbänder zu $\Delta\epsilon_n \approx 5\text{ meV}$ und den Konversionsfaktor $\alpha = \frac{\Delta\epsilon_n}{e \cdot \delta V_G} = \frac{1\text{ meV}}{4\text{ meV}}$ bestimmen.

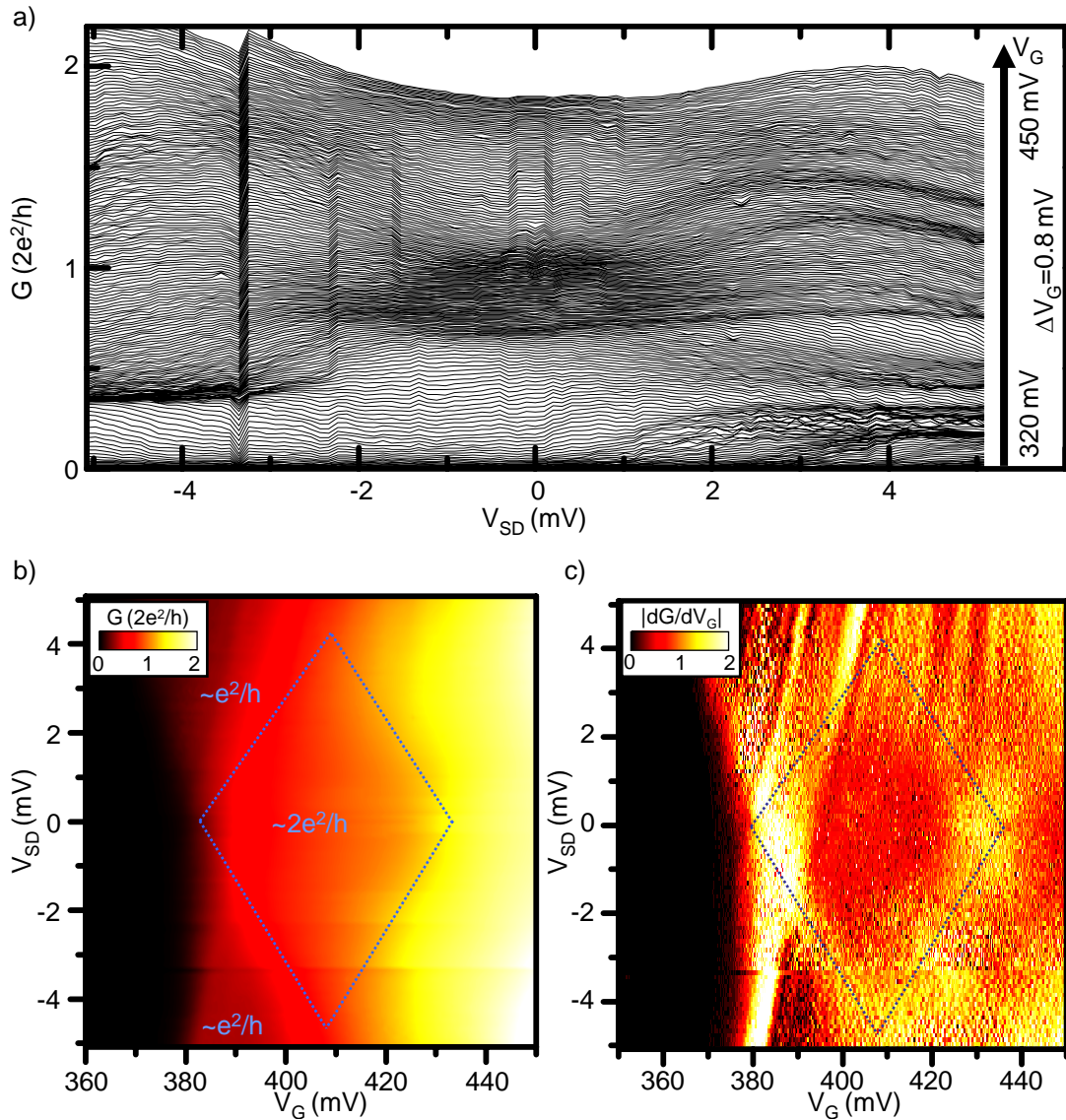


Abbildung 3.6: Differenzieller Leitwert des QPC1 der Probe 5 gemessen bei $T_{\text{BASIS}} = 3.5 \text{ K}$. Ein serieller Zuleitungswiderstand von $R_S = 993 \Omega$ wurde abgezogen. a) “source”-“drain”-Abhängigkeit des differentiellen Leitwerts G bei verschiedenen Gatterspannungen V_G , welche im Bereich von 320 mV bis 450 mV in 0.8 mV-Schritten variiert werden. b) Dieselben Leitwertdaten linear farbkodiert gegenüber der “source”-“drain” Spannung V_{SD} und Gatter-Spannung V_G aufgetragen. Ein größerer Leitwertsbereich mit ungefähr $G \approx 1 \cdot \frac{2e^2}{h}$ erscheint in c) beim daraus abgeleiteten Transleitwert $\frac{dG}{dV_G}$ deutlich als dunkler Bereich. Bereiche starker Leitwertänderung erscheinen im Transleitwert als helle Bereiche und sind durch die gepunkteten blauen Hilfslinien verdeutlicht. Damit kann man den Energieabstand der Subbänder zu $\Delta\epsilon_n \approx 4 \text{ meV}$ und den Konversionsfaktor $\alpha = \frac{\Delta\epsilon_n}{e \cdot \delta V_G} = \frac{1 \text{ meV}}{13 \text{ meV}}$ abschätzen.

3.1.3 Leitwertmessungen im Magnetfeld

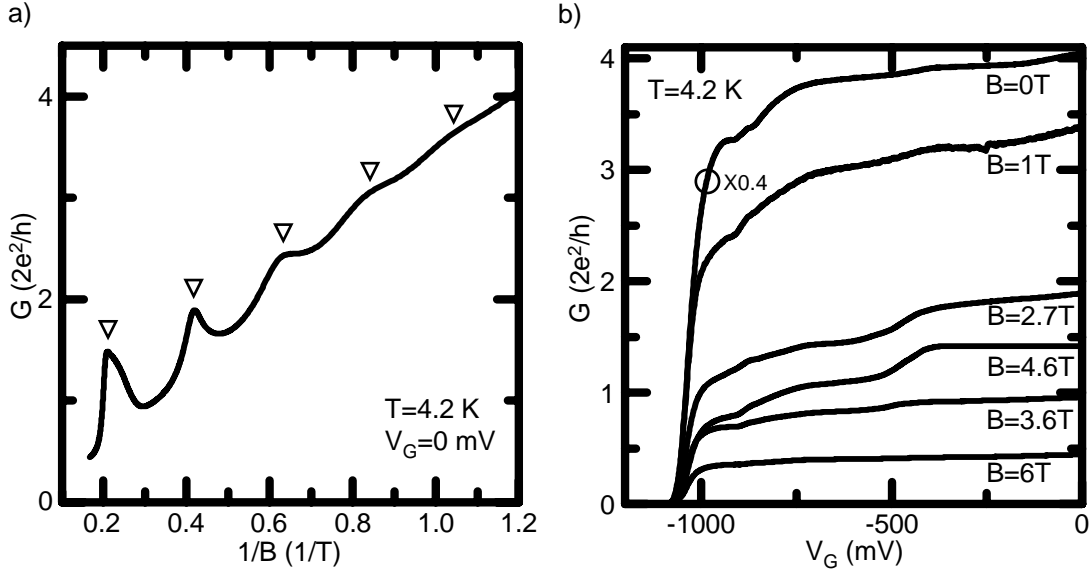


Abbildung 3.7: Leitwertmessungen der Probe 1 in einer Kanne bei $T = 4.2$ K. a) Differenzieller Leitwert G in Abhängigkeit vom Magnetfeld B_{\perp} bei einer Gatterspannung von 0 V. Es wurde noch kein Serienwiderstand abgezogen. Die durch Dreiecke markierten Maxima der Shubnikov-de Haas-Oszillationen haben einen äquidistanten Abstand von $\Delta \frac{1}{B_{\perp}} = 0.21 \frac{1}{T}$. b) Differenzieller Leitwert G der Probe 1 in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G bei verschiedenen Magnetfeldstärken B_{\perp} . Zur besseren Übersichtlichkeit wurde die Leitwertskurve für $B_{\perp} = 0$ T mit einem Faktor 0.4 multipliziert. Die Messungen bei $B_{\perp} = 2.7$ T, 4.6 T und 3.6 T entsprechen ungefähr der Messung an den ersten beiden Maxima und dem ersten Minimum aus a).

Bei Leitwertmessungen im Magnetfeld muss man wie im Abschnitt 1.2.2 beschrieben sowohl den Einfluss des magnetischen Feldes auf die zweidimensionalen 2DES-Zuleitungen der Probe als auch auf die eindimensionalen QPC-Energieniveaus betrachten. Abbildung 3.7 a) zeigt die magnetfeldabhängigen Shubnikov-de Haas-Oszillationen der Probe 1. Diese Probe hat ätzbedingt ein nur sehr schwaches laterales Einschlusspotential und ist für kleine Gatterspannungen $V_G \approx 0$ mV daher annähernd wie ein 2DES zu betrachten. Man erkennt in der Abbildung sehr schön die gegenüber dem inversen Magnetfeld aufgetragen äquidistanten Magnetooszillationen mit einem mittleren Abstand der Leitwertmaxima von $\Delta \frac{1}{B_{\perp}} = 0.21 \frac{1}{T}$. Nach Gleichung 1.38 erhält man daraus eine Elektronenschichtdichte von

$$n_s = 0.48 \cdot 10^{11} \frac{\text{cm}^{-2}}{\text{T}} / \Delta \left(\frac{1}{B_{\perp}} \right) = 2.3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2} . \quad (3.1)$$

Der Vergleich mit dem spezifizierten Flächenladungsdichte Wert des Wafers $n_s = 9.1 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ aus Tabelle A.1 zeigt die selbe Größenordnung. Die im Vergleich dazu

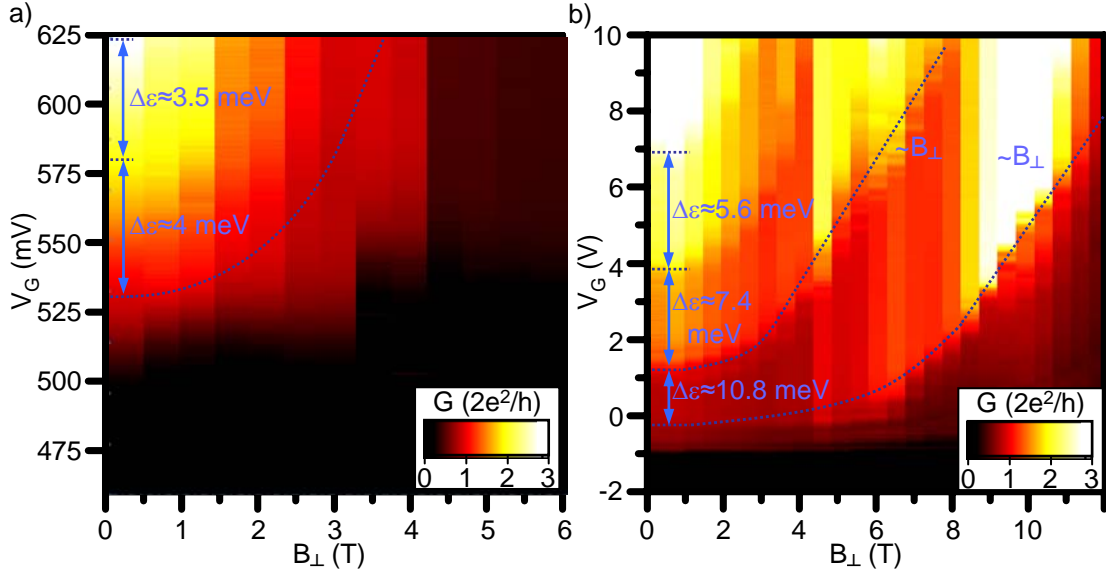


Abbildung 3.8: Differentieller Leitwert G in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G und einem orthogonal zur 2DES-Ebene angelegtem Magnetfeld B_{\perp} bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K. a) Messung an der Probe 5 im konfokalen Mikroskop, es wurde ein Serienwiderstand von $R_S = 1.55$ k Ω abgezogen. Die eingezeichneten Hilfslinien zeigen die ungefähre Position der Leitwertsplateaus $G \approx 1, 2 \cdot \frac{2e^2}{h}$ und den Abstand der Subbandbodenenergien $\Delta\epsilon$ an. b) Messung in Zusammenarbeit mit C. Rössler an einem QPC auf einer freitragenden Brücke mit $R_S = 12$ k Ω [Rössler 08b]. Für $B_{\perp} = 0$ T zeigt sich in beiden Messungen eine deutliche Subbandquantisierung mit den eingezeichneten Subbandenergieabständen $\Delta\epsilon$. Ist die Zyklotronenergie $\hbar\omega_{\text{cycl}}$ energetisch im selben Bereich, so bilden sich die magnetoelctrischen Hybridbänder heraus. Für noch höhere Magnetfelder dominiert die zum Feld proportionale Zyklotronenergie.

reduzierte Elektronendichte der nanostrukturierten Probe 1 ist durch den Einfluss des Ätzens auf die Ladungsträgerdichte im nanostrukturierten Bereich der Probe erklärbar.

In Abbildung 3.7 b) sieht man den Einfluss der Leitwertoszillationen auf den an sich wegen der magnetischen Entvölkerung monoton sinkenden Magnetoleitwert des QPCs. Abschnürkurven bei höherem Magnetfeld können daher wegen eines eventuell höheren Zuleitungsleitwerts insgesamt einen höheren Leitwert besitzen als vergleichbare Kurven bei niederem Magnetfeld. Betrachtet man den Magnetoleitwert einer Probe mit stärkerem lateralem Einschlusspotential, so kann man wie in der in Abbildung 3.8 a) gezeigten Messung an der Probe 5 den in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Übergang der Energien der eindimensionalen Subbandböden über die in Gleichung 1.40 beschriebenen gemischten magnetoelctrischen “Hybrid”energieniveaus hin zu den zum Magnetfeld proportionalen Landauenergieniveaus beobachten. Dieser Verlauf wird in der Abbildung durch die gepunktete blaue Linie skizziert. Noch deutlicher wird dies in Abbildung 3.8 b), welche eine Messung an einem QPC auf einer

freitragenden Brücke zeigt. Aufgrund dieses in [Rossler 08b] beschriebenen Probendesigns erhält man einen QPC mit einem sehr starken Einschlusspotential und daraus resultierend sehr hohen Subbandenergien von bis zu 11 meV. Da diese zusammen mit der Zyklotronenergie die relevante Energieskala setzen, sieht man in 3.8 b) die Hybridisierung und den Übergang ins Landauquantisierungsregime daher auch erst bei höheren Magnetfeldstärken, dafür aber wesentlich deutlicher, zumal die Messung in einem rauschärmeren Kryostatsystem ohne optischen Zugang durchgeführt wurde. Auch in dieser Messung sind dem Magnetoleitwert des QPCs noch die Leitwertoszillationen der 2DES-Zuleitungen aufmoduliert. Eine Messung der Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei offenem Kanal würde eine Bestimmung dieses Zuleitungswiderstands bei jeder Magnetfeldstärke erlauben. Ein vollständiges Öffnen des Kanals ist jedoch in dem für Probe 5 verwendeten Probendesign aufgrund der Gatterspannungsbeschränkung (Schottky-Barriere) nicht möglich. Daher wurde ein konstanter Zuleitungswiderstand von $R_S = 1.55 \text{ k}\Omega$ in a) und von $R_S = 12 \text{ k}\Omega$ in b) abgezogen. Bei den Messungen in Abbildung 3.7 und 3.8 zeigt sich jeweils bei hohen Magnetfeldstärken eine Aufhebung der Spinartung und man kann daher Plateaus im Leitwert auch bei ungeradzahligem Vielfachen des Leitwertquantums $\frac{e^2}{h}$ messen. Die Transportmoden dieser Plateaus sind spinpolarisiert und die hindurchfließenden Elektronen tragen bei einem magnetischen Feld in der 2DES-Ebene alternierend parallel und antiparallel zum B-Feld ausgerichtete Elektronenspins [Patel 91]

3.1.4 Parallele Leitfähigkeit und deren Vermeidung

Abbildung 3.9 zeigt den differentiellen Leitwert der Probe 2 in einer Zweipunkt-messung. Man erkennt deutliche Stufen im Leitwert welche durch den eindimensionalen Transport durch den flach geätzten QPC begründet sind. Man sieht in a) jedoch auch, dass beim Abschnüren ein extra Leitwertbeitrag verbleibt, welcher wie in b) gezeigt erst durch einer negativen Gatterspannung von etwa $V_G \approx -1.2 \text{ V}$ unterdrückt werden kann. Beleuchtet man die Nanostruktur mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ eines He-Ne-Lasers, so ergibt sich anschließend in Dunkelheit die Abschnürkurve in c). Diese weist einen erhöhten Leitwert sowie eine scharfe Steigungsänderung (“Knick”) bei $V_G \approx -1.0 \text{ V}$ auf. Gleichzeitig zeigt diese Leitwertskurve aber keine charakteristischen stufenförmigen Merkmale des eindimensionalen Kanals mehr und die Probe ist in diesem Spannungsbereich nicht mehr vollständig abschnürbar. Man kann das Verhalten durch die Annahme erklären, dass das Topgate in dieser Messung den leitfähigen Kanal bei $V_G \approx -1.0 \text{ V}$ abschnürt, aber ein zusätzlicher leitfähiger Transportkanal für $V_G < -1.1 \text{ V}$ besteht. Diesen kann man auf die Existenz einer zweiten δ -Dotierungsschicht unterhalb des 2DES zurückführen. Der Aufbau der Heterostruktur ist in Abbildung A.1 skizziert. Diese zweiten δ -Dotierungsschicht wird vom Flachätzprozess nicht beeinflusst. Daraus resultiert nach der Beleuchtung der beobachtete parallele (zusätzliche) Leitwert.

Der beobachtete parallele Leitwert verhindert aussagekräftige optoelektronische Messungen über den QPC und muss daher eliminiert werden. Dieses Ziel konnte

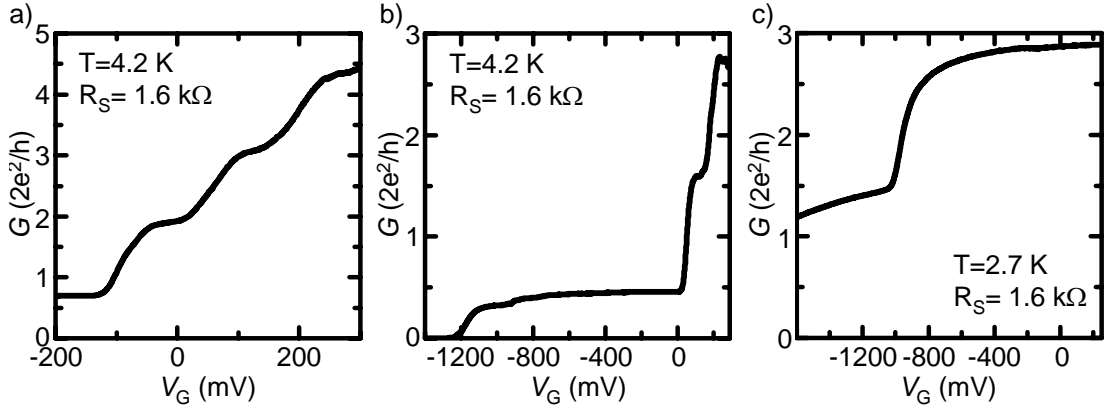


Abbildung 3.9: Differentieller Leitwert G der Probe 2 in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G . Es wurde jeweils ein serieller Zuleitungswiderstand von $R_S = 1.6 \text{ k}\Omega$ abgezogen. a) Der durch den QPC hervorgerufene Leitwertquantisierung ist bei geschlossenem QPC ein zusätzlicher Leitwertbeitrag von $\frac{e^2}{h}$ überlagert. b) Dieser zusätzliche Leitwert verschwindet ab einer negativen Gatterspannung von etwa $V_G \approx -1.2 \text{ V}$. c) Nach Beleuchtung der Probe ist die Leitwertkurve stark verändert, enthält zwar immer noch einen Knick bei $V_G \approx -1.0 \text{ V}$ aber keine Leitwertstufen mehr und lässt sich in diesem Spannungsbereich auch nicht mehr vollständig abschnüren.

durch zwei verschiedene Ansätze erreicht werden. Bei Verwendung derselben Heterostruktur bewirkt man durch Unterätzen des nanostrukturierten Bereichs eine Passivierung der zweiten δ -Dotierungsschicht. Die daraus resultierenden Proben mit einem QPC und intaktem 2DES in einer freitragenden Brücke wurden von C. Rössler prozessiert. Einzelheiten der Herstellung sind in [Rössler 08b] zu finden. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung einer einseitig, also nur auf der Oberseite des 2DES, dotierten Heterostruktur. Diese wurde uns mit der für die Proben 4 und 5 benutzten Heterostruktur D040715A (siehe A.1) dankenswerterweise von W. Wegscheider und D. Schuh von der Universität Regensburg zur Verfügung gestellt.

Abbildung 3.10 bestätigt, dass beide Wege zum Ziel führen [Hof 08a]. In a) sieht man den im “Microstat” bei $T = 3.8 \text{ K}$ in Zweipunkt-Anordnung gemessenen differentiellen Leitwert der Probe C01 in Abhängigkeit von der Gatterspannung. Die Probe besteht aus einem von einem Topgate (TG) bedeckten QPC auf einer freitragenden Brücke und lässt sich auch unter Beleuchtung bei $V_G \approx -1.1$ vollständig abschnüren. Gezeigt ist der elektronische Leitwert in Dunkelheit G_{aus} sowie der Leitwert unter Beleuchtung G_{an} . Dabei erfolgt die Beleuchtung durch eine Apertur im Topgate mit Hilfe des mit 75.6 MHz Repetitionsfrequenz gepulsten Ti:Sa-Lasers bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ und einer auf die Probe einfallenden optischen Leistung von $P_{\text{LASER}} \approx 1 \text{ nW}$. Offensichtlich erhöht die Anregung mit dem Laser den Leitwert. Dieser kann jedoch trotzdem mit Hilfe der Gatterspannung bei $V_G \approx -1.1 \text{ V}$ abgeschnürt werden. Bei den im “Microstat” erreichbaren Tempera-

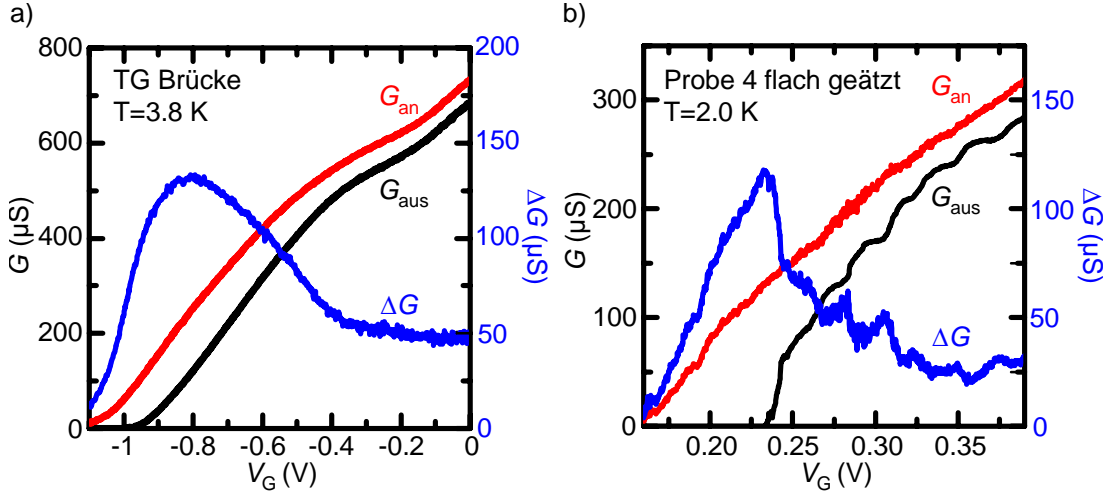


Abbildung 3.10: Differentialer Leitwert G in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G unter Berücksichtigung des jeweiligen Zuleitungswiderstands R_S . Gezeigt sind die Daten a) einer freistehenden Brücke mit Topgate (TG) bei einer Temperatur von $T = 3.8\text{ K}$ sowie b) der nur einseitig dotierten Probe 4 bei $T = 2.0\text{ K}$. Sowohl der Leitwert bei Dunkelheit G_{aus} (schwarze Kurve) als auch der Leitwert unter Laserbeleuchtung G_{an} (rote Kurve) können durch eine kleine (negative) Gatterspannung vollständig abgeschnürt werden. Die flach geätzte Probe in b) zeigt deutliche Leitwertsstufen. Die blauen Kurven zeigen jeweils die rechnerische Differenz $\Delta G = G_{\text{an}} - G_{\text{aus}}$ [Hof 08a].

turen zeigte diese Probe im Leitwert weder in Dunkelheit noch unter Beleuchtung Anzeichen von quantisierten Leitwertstufen. Ein einzelner Knick in der Leitwertskurve zeigt den Übergang zwischen ausschließlicher Verarmung im unterätzten Bereich und Verarmung im Bereich der Zuleitungen an. Die Veränderung des Leitwerts aufgrund der Anregung mit dem Laserlicht wurde als Differenz zwischen dem Leitwert unter Laserbeleuchtung G_{an} und dem Leitwert bei Dunkelheit G_{aus} als

$$\Delta G = G_{\text{an}} - G_{\text{aus}} \quad (3.2)$$

berechnet und in der Abbildung 3.10 als blaue Kurve aufgetragen. Die entsprechende Kurve hat ihr Maximum in der Nähe der Abschnürspannungen der beiden Leitwertskurven G_{an} und G_{aus} und fällt dann mit zunehmender Gatterspannung monoton ab.

Damit wurde gezeigt, dass zweiseitig dotierte Heterostrukturen im Prinzip für derartige Messungen verwendbar sind. Da freitragende Strukturen jedoch einen höheren Prozessierungsaufwand haben, ist es vorteilhafter, den alternativen Weg zu gehen und eine nur einseitig dotierte Heterostruktur zu verwenden. Abbildung 3.10 b) zeigt die analogen Messungen an der flach geätzten Probe 4. Wiederum zeigt sich auch unter Laserbeleuchtung eine vollständige Abschnürbarkeit der differentiellen Leitwertskurve. Weiterhin erkennt man bei dieser Probe im Dunkelleitwert G_{aus} eine deutliche Stufenstruktur, welche auf die Quantisierung des eindimensionalen Kanals zurückzuführen ist.

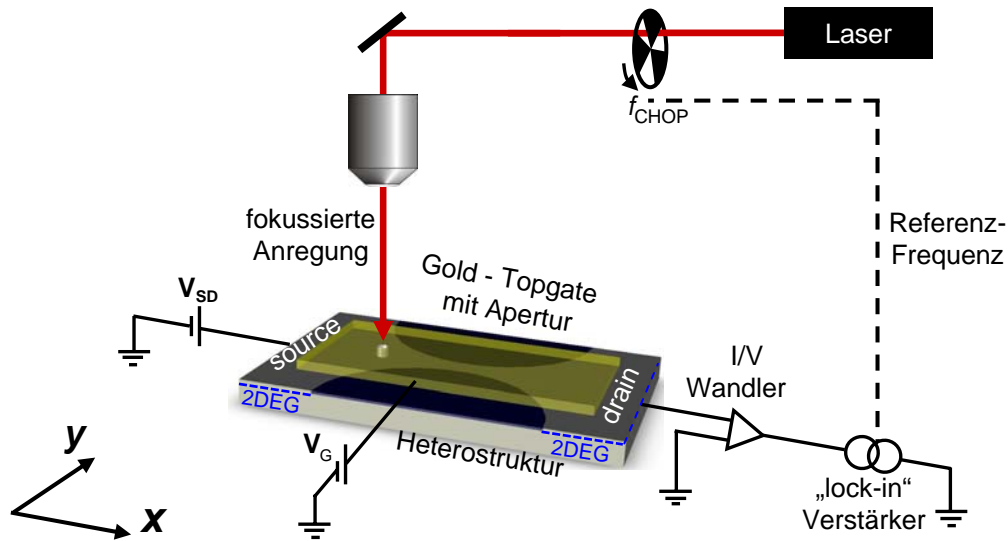


Abbildung 3.11: Skizze eines Photoantwortexperiments. Das 2DES der Heterostruktur wird durch die kreisförmigen Ätzflächen zu einem QPC eingeschnürt. Ein opakes Topgate aus Gold bedeckt die Probe und schirmt sie vor einfallendem Licht ab. Durch eine Apertur in dem Gatter kann das durch den Strahlzerhacker mit f_{CHOP} intensitätsmodulierte Laserlicht auf die Probe fokussiert werden. Der “lock-in”-Verstärker misst den mit f_{CHOP} -modulierten Anteil des “source”-“drain”-Probenstroms in Abhängigkeit der Eigenschaften des eingestrahlichten Lichts sowie der angelegten Topgate-Spannung V_G und “source”-“drain”-Spannung V_{SD} .

Dieses charakteristische Verhalten des eindimensionalen Transports bleibt auch im Leitwert unter Beleuchtung G_{an} erkennbar, ist jedoch nicht mehr so deutlich definiert (“verschmiert”). Die rechnerische Leitwertsdifferenz ΔG nach Gleichung 3.2 hat wiederum ein Maximum zwischen den Abschnürspannungen der beiden Leitwertskurven G_{an} und G_{aus} und fällt danach ab. Der an sich monotone Abfall ist durch mit den Leitwertstufen verbundene Nebenmaxima unterbrochen, das heißt die Kennzeichen des eindimensionalen Transports finden sich auch in ΔG [Hof 08a].

Sowohl zweiseitig dotierte unterätzte Proben als auch einseitig dotierte flach geätzte Proben unterdrücken also mögliche parallele Leitwertskanäle unter Beleuchtung und sind daher für optoelektronische Transportexperimente über nanostrukturierte QPCs geeignet. In den folgenden Abschnitten werden für beide Probentypen Photoleitwertmessungen vorgestellt, welche eine Verallgemeinerung der hier rechnerisch erhaltenen Leitwertsdifferenz darstellen.

3.2 Photoleitwert

In diesem Abschnitt werden Messungen der Photoantwort (englisch “Photoresponse”, PR) bei niedrigen Modulationsfrequenzen f_{CHOP} der optischen Anregung vorgestellt. Die Photoantwort des aus dem eindimensionalen QPC und den 2DES der

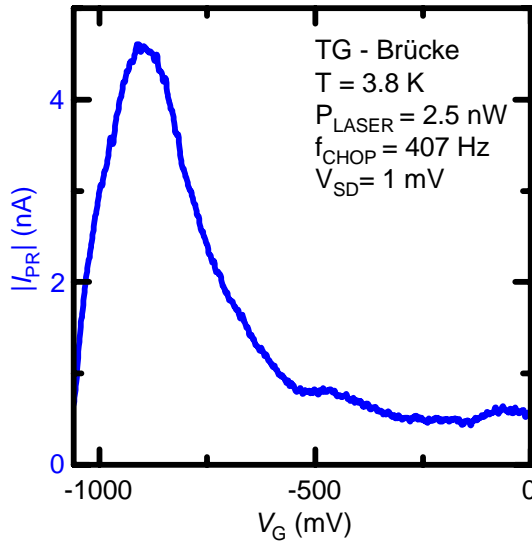


Abbildung 3.12: Messungen im “Microstat” bei einer Temperatur von $T = 3.8 \text{ K}$ und einer mit $f_{\text{CHOP}} = 407 \text{ Hz}$ modulierten einfallenden Laserleistung von $P_{\text{LASER}} \approx 2.5 \text{ nW}$. Gezeigt ist die Photoantwort I_{PR} durch die Brückenstruktur C1 mit Topgate (TG) in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = 1 \text{ mV}$.

Kontakte bestehenden mesoskopischen Systems ist der zentrale Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit. Die Photoantwort zeigt den Einfluss der optischen Anregung auf den Transport durch die Probe und wird bei einer bestimmten “source”-“drain”-Spannung V_{SD} als Differenz des Stroms durch die Probe I_{SD} mit und ohne Beleuchtung definiert:

$$|I_{\text{PR}}| = |I_{\text{SD}}(\text{Laser auf Probe}) - I_{\text{SD}}(\text{Probe in Dunkelheit})| \quad . \quad (3.3)$$

Wie im Folgenden gezeigt, ist die Photoantwort auf eine optisch induzierte Leitwertänderung (Photoleitwertserhöhung) zurückzuführen und von der Frequenz der Beleuchtungsmodulation abhängig. Man kann daher die oben eingeführte Leitwertdifferenz ΔG als rechnerischen Grenzwert für die Frequenz $f_{\text{CHOP}} = 0 \text{ Hz}$ betrachten. Abbildung 3.11 zeigt eine Skizze des experimentellen Aufbaus. Für die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wird die Beleuchtungsmodulation mechanisch durch einen Strahlzerhacker erreicht, welcher einen auf die Probe fokussierten Laser jeweils entweder abblockt oder durchlässt und die Referenzfrequenz für die “lock-in”-Messung vorgibt.

3.3 Photoleitwert einer freistehenden Brücke

Abbildung 3.12 zeigt die im “Microstat” bei einer Modulationsfrequenz von $f_{\text{CHOP}} = 407 \text{ Hz}$ gemessene Photoantwort über die freistehende Brücke der Topgate-Probe C1.

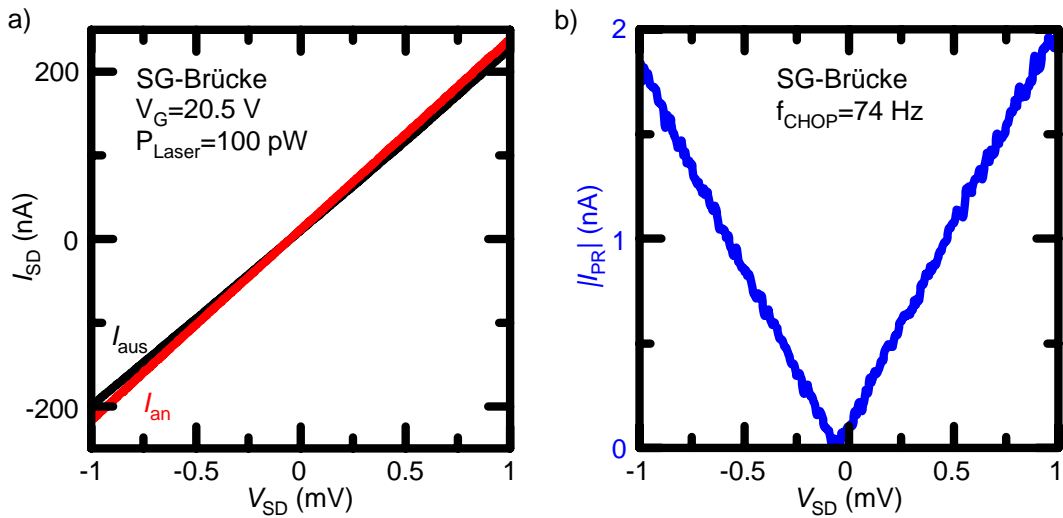


Abbildung 3.13: Messungen im “Microstat” bei einer Temperatur von $T = 3.8$ K und einer einfallenden Laserleistung von $P_{LASER} \approx 100$ pW. Gezeigt ist der Strom I_{SD} durch die Seitengatter (SG)-Brücken-Probe C2 in Abhängigkeit von der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} bei der Seitengatterspannung $V_G = -20.5$ V. a) Der Strom unter Beleuchtung der Brücke I_{an} (rote Kurve) ist betragsmäßig größer als der Strom in Dunkelheit I_{aus} (schwarze Kurve). Beide Kurven sind annähernd proportional zu V_{SD} und haben einen gemeinsamen Nulldurchgang für $V_{SD} \approx -50 \mu\text{V}$. b) Bei einer Beleuchtungsmodulationsfrequenz von $f_{CHOP} = 74$ Hz gemessene Photoantwort $|I_{PR}| = |I_{SD}(\text{Laser auf Probe}) - I_{SD}(\text{Probe in Dunkelheit})|$ in Abhängigkeit von der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} . Der Betrag der Photoantwort steigt ebenfalls linear mit dem Betrag von V_{SD} , das Minimum von 0.01 nA liegt bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{SD} \approx -60 \mu\text{V}$.

Man erkennt deutlich die qualitative Übereinstimmung mit der in Abbildung 3.10 a) gezeigten rechnerischen Leitwertdifferenz. Die Photoantwort hat ihr Maximum bei $V_G = -900$ mV und fällt für positivere Gatterspannungen annähernd monoton ab ohne deutliche Anzeichen von Quantisierungseffekten. Die Brücke ist somit bei diesen Temperaturen als zwar enger und abschnürbarer aber im Wesentlichen zweidimensionaler Kanal zu betrachten.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie solch eines Kanals ist für eine vergleichbare Brücke mit Seitengattern (SG, Probe C2) in Abbildung 3.13 a) sowohl in Dunkelheit (schwarze Kurve) als auch unter dauerhafter Laserbeleuchtung (rote Kurve) bei einer Seitengatterspannung von $V_G = -20.5$ V gezeigt. In beiden Fällen besteht eine annähernd lineare Beziehung (ohmsches Verhalten) zwischen der über die Probe angelegten “source”-“drain”-Spannung V_{SD} und dem Strom durch die Probe I_{aus} beziehungsweise I_{an} . Die Kurven haben einen gemeinsamen Nulldurchgang bei $V_{SD} \approx -50 \mu\text{V}$, und der Probenstrom unter Beleuchtung ist bei $|V_{SD}| = 1$ mV betragsmäßig um etwa 15 nA größer als derjenige in Dunkelheit. Dies entspricht dem Photoantwortssignal im Grenzfall einer unendlich langsamen Intensitätsmodulation,

also für $f_{\text{CHOP}} = 0$ Hz.

Der Einfluss des Laserlichts besteht somit in einer Erhöhung der Kurvensteigung in Abbildung 3.13 a) und somit in einer Erhöhung des Probenleitwerts unter Beleuchtung. Alternative Erklärungen dieser Beobachtung wie zum Beispiel eine zusätzliche Photospannung oder ein Photostrom würden sich in der Abbildung in einem vertikalen beziehungsweise horizontalen Versatz der Stromkurven äußern. Beide Interpretationen können jedoch aufgrund des gemeinsamen Nulldurchgangs beider Kurven ausgeschlossen werden. Die nächstliegende Erklärung für die Lage des gemeinsamen Nulldurchgangs bei $V_{\text{SD}} \approx -50 \mu\text{V}$ besteht somit in einem Offset der Eingangsstufe des der Probe nachfolgenden Strom-Spannungswandlers.

Erwartungsgemäß weist die in 3.13 b) gezeigte Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ dieser Probe bei einer Beleuchtungsmodulationsfrequenz von $f_{\text{CHOP}} = 74$ Hz und ansonsten gleichen Parametern ebenfalls eine lineare Abhängigkeit vom Betrag der angelegten “source”-“drain”-Spannung $|V_{\text{SD}}|$ auf. Der Betrag der Photoantwort $|I_{\text{PR}}| = 2$ nA für die “source”-“drain”-Spannung $|V_{\text{SD}}| = 1$ mV ist wiederum wesentlich kleiner als die einfache Differenz der stationären Ströme I_{an} und I_{aus} . Dies lässt sich durch die im Folgenden gezeigte Frequenzabhängigkeit des Photoleitwerteffekts erklären [Hof 08b]. Das Minimum der Photoantwort mit $|I_{\text{PR}}| = 0.01$ nA findet sich bei $V_{\text{SD}} \approx -60 \mu\text{V}$, was innerhalb der Messgenauigkeit den Nulldurchgängen in a) entspricht. Da bei diesem “source”-“drain”-Spannungswert kein DC-Strom über die Probe fließt, hat eine photoinduzierte Änderung des Leitwerts annähernd keine Auswirkung auf den Stromfluss durch die Probe und man erhält daher für diesen Spannungswert das Minimum der Photoantwort.

Die Seitengatterspannung von $V_{\text{G}} = -20.5$ wird für dieses und folgende Experimente so gewählt, dass sich die Probe in einem stabilen Teil ihrer Leitwerts-Kennlinie befindet. Bedingt durch den für die örtliche Auflösung notwendigen großflächigen optischen Zugang zur aktiven Nanostruktur können Photonen der Laborumgebung im Bereich der Brücke freie Ladungsträger erzeugen. Daher ist das elektrostatische Potential nicht stabil und vor allem im Bereich des Abschnürpunktes von $V_{\text{G}} \approx -42$ V ergeben sich starke Fluktuationen, welche die Photoantwort nichtreproduzierbar beeinflussen und daher einen Arbeitspunkt abseits des Abschnürpunktes empfehlen [Rossler 08b].

3.3.1 Örtlich aufgelöster Photoleitwert

Die mit planaren Seitengattern gefertigte freitragende Brücken-Probe C2 enthält wie oben aufgeführt kein optisch opakes Topgate, welches normalerweise den unmittelbar umgebenden Bereich der Nanostruktur vor einfallendem Licht schützt. Daher ist es möglich, die Photoanregung gezielt an verschiedenen Orten der Probe durchzuführen und die elektronische Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ auf diese Anregung zu messen. Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, kann man durch eine Abrasterung der Probenposition relativ zum ortsfesten Laserstrahl die örtlich aufgelöste Photoantwort erhalten, also die Änderung im Strom $|I_{\text{SD}}|$ durch die Probe, welche von der lokalisierten

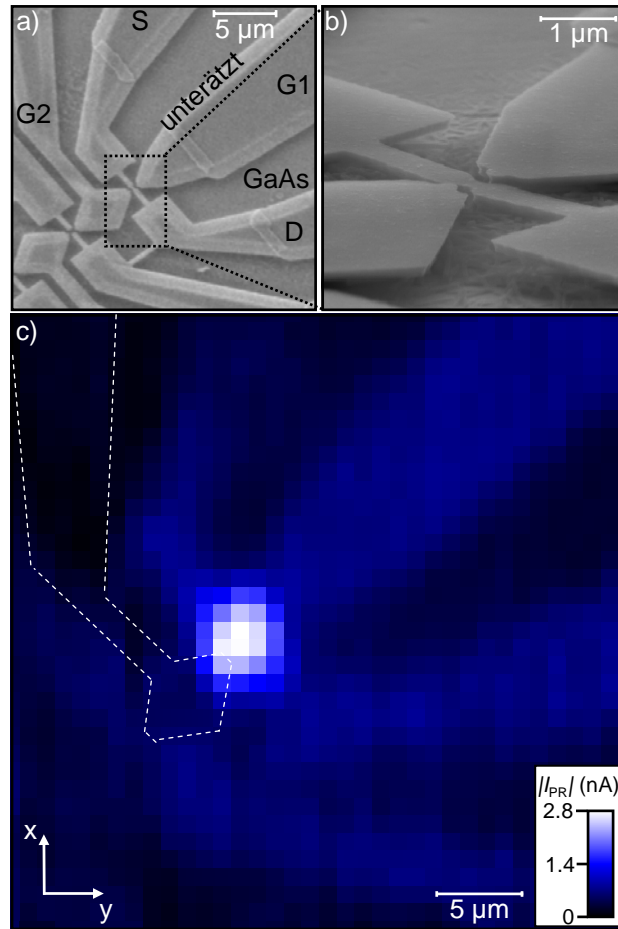


Abbildung 3.14: Seitengatter-Brücken-Probe C2. a) Elektronenmikroskopische Aufsicht der Probe. Die Brücke in der Bildmitte ist über eine “source” (S)- und “drain” (D)-2DES-Zuleitung kontaktiert. Die helleren Kanten sowie die gesamte Brücke sind unterätzt. Die beiden planaren Seitengatter G1 und G2 wirken elektrostatisch auf die Brücke. G1 ist an den äußeren Kontakten elektrisch mit “source” verbunden, an G2 wird die Gatterspannung $V_G = -20.5 \text{ V}$ angelegt. b) Schrägan-sicht und Vergrößerung des gesamten in a) gepunktet eingerahmten zentralen Bereichs. c) In linearer Farbskala dargestellte örtlich aufgelöste Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ in Abhängigkeit vom Anregungsort innerhalb des gesamten in a) gezeigten Probenbereichs. Die maximale Photoantwort von $|I_{\text{PR}}| = 2.8 \text{ nA}$ ergibt sich bei Laseranregung am Ort der Brücke. Eine Photoantwort von $|I_{\text{PR}}| \approx 0.3 \text{ nA}$ wird für Anregungen der mit “source” oder “drain” verbundenen 2DES-Bereiche (und damit auch im Bereich von G1) registriert. Die minimale Photoantwort von $|I_{\text{PR}}| \approx 30 \text{ pA}$ ergibt sich für eine Anregung des GaAs-Substrats oder auch des Gatters G2, dessen Konturen durch weiß strichlierte Hilfslinien angedeutet sind. Die Messung wurde bei $T_{\text{BASIS}} = 3.8 \text{ K}$, $f_{\text{CHOP}} = 72.5 \text{ Hz}$ und $P_{\text{LASER}} = 100 \text{ pW}$ durchgeführt [Rossler 08a].

Laseranregung hervorgerufen wird.

Abbildung 3.14 zeigt eine derartige orts aufgelöste Messung an der in a) in einer elektronenmikroskopischen Aufsicht und in b) in Schrägansicht gezeigten Brücken-Probe C2. Die hellen Kanten in Abbildung 3.14 a) sind auf die unterätzten Randbereiche und die freitragende Brücke zurückzuführen [Rossler 08a]. Die planaren 2DES-Seitengatter G1 und G2 wirken elektrostatisch auf den über die Brücke verlaufenden Strom zwischen den 2DES “source”(S)- und “drain”(D)-Zuleitungen ein. Bei der Probe C2 ist das Seitengatter G1 an den äußeren Kontakten elektrisch mit “source” verbunden. Die Gatterspannung von $V_G = -20.5$ V wird daher lediglich an G2 angelegt. Messungen zeigen, dass bei $V_G \approx -42$ V der Kanal vollständig geschlossen ist. Rastert man mit Hilfe der Schrittmotoren die Probe in $1 \mu\text{m}$ -Schritten relativ zum anregenden ortsfesten Laserstrahl ab und registriert die Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ der Probe auf die lokale Anregung, so erhält man die in c) gezeigte örtlich aufgelöste Photoantwort, deren Amplitude in einer linearen Skala farbkodiert gegenüber dem Anregungsort aufgetragen ist. Diese “lock-in”-Messung wurde im “Microstat” bei einer Laserintensitätsmodulationsfrequenz von $f_{\text{CHOP}} = 72.5$ Hz, einer Temperatur von $T_{\text{BASIS}} = 3.8$ K und einer optischen Leistung des anregenden Laserlichts von $P_{\text{LASER}} = 100$ pW durchgeführt.

Durch Vergleich mit dem entsprechenden Probenbild in a) erkennt man, dass die mit $|I_{\text{PR}}| = 2.8$ nA maximale Photoantwort bei Laseranregung an der Brücke auftritt. Laseranregung über einer mit “source” oder “drain” verbundenen 2DES-Region (also auch im Gebiet des Gatters G1) ergibt eine Photoantwort von etwa $|I_{\text{PR}}| = 0.3$ nA und erlaubt eine Identifikation mit der Probengeometrie. Regt man mit dem Laser hingegen in Gebieten an, an denen das 2DES weggeätzt und lediglich noch das GaAs-Substrat vorhanden ist, so erhält man genauso wie bei Anregung über dem nicht mit “source” oder “drain” verbundenen 2DES des Seitengatters G2 ein minimale Photoantwort von etwa $|I_{\text{PR}}| \approx 30$ pA, was dem Rauschlevel des Systems entspricht.

Diese ortsspezifische Varianz der Photoantwort besonders im Unterschied zwischen G1 und G2 schließt globale Erwärmungseffekte aus [Rossler 08a]. Gleichzeitig zeigt die Lokalisierung der maximalen Photoantwort am Ort der Brücke gegenüber der weitgehend ortsunabhängigen Photoantwort bei Anregung des “source”-“drain”-2DES eine Kombination von lokalem und globalem Effekt an. Ein Modell der Photoantwort wird im Rahmen des Photogatings und der Photodotierung im Abschnitt 3.5 vorgestellt.

3.3.2 Frequenz- und Leistungsabhängigkeit des Photoleitwerts einer freistehenden Brücke

In den vorhergehenden Abschnitten wurde schon festgestellt, dass die Photoantwort unter Beleuchtungsmodulation kleiner ist als die rechnerische Differenz der Probenströme unter Beleuchtung und in Dunkelheit. Abbildung 3.15 a) zeigt nun die Abhängigkeit der Photoantwort von der Modulationsfrequenz f_{CHOP} der anregenden

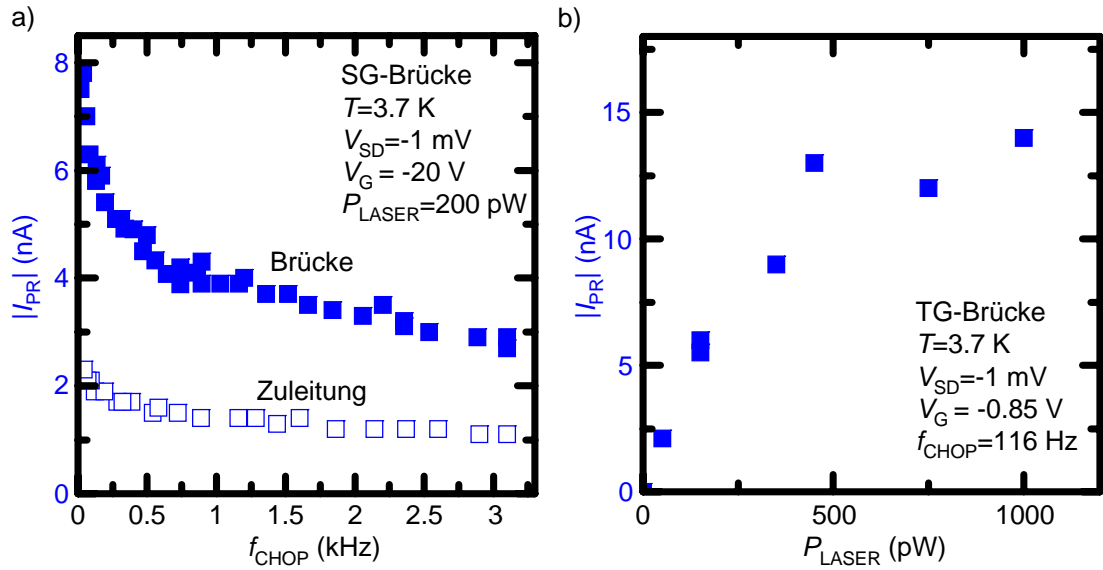


Abbildung 3.15: a) Messung an der Probe C2. Abhängigkeit der Photoantwort $|I_{PR}|$ einer freitragenden Brücke mit planaren Seitengattern (SG) von der Lasermodulationsfrequenz f_{CHOP} bei Laseranregung auf der Brücke (ausgefüllte Rechtecke) oder auf der “source”-Zuleitung (offene Rechtecke). Beide Messgrößen fallen mit steigender Frequenz, die Photoantwort der Brücke ist jedoch immer stärker als diejenige der Zuleitung. b) Messung an der Probe C1. Photoantwort einer freitragenden Brücke mit Topgate (TG) in Abhängigkeit von der optischen Leistung des durch die Apertur anregenden Laserlichts P_{LASER} . Für kleine Leistungen nimmt die Photoantwort linear zu, bei größeren Leistungen sättigt sie. Beide Messungen wurden im “Microstat” bei $T_{BASIS} = 3.7$ K durchgeführt.

Beleuchtung. Die Messung wurde im “Microstat” bei einer Basis-Temperatur von $T_{BASIS} = 3.7$ K an einer freitragenden Brücken-Probe mit planaren Seitengattern bei einer einfallenden Laserleistung von $P_{LASER} = 200$ pW durchgeführt. Die gefüllten rechteckigen Datenpunkte entsprechen einer Anregung am Ort der Brücke, während den offenen Rechtecken eine Anregung der 2DES-Zuleitungen auf der “source”-Seite zugrunde liegt. Man erkennt deutlich, dass die Photoantwort für beide Anregungsorte stetig monoton mit steigender Modulationsfrequenz sinkt und im Bereich von $f_{CHOP} = 500$ Hz...1 kHz etwa um die Hälfte abfällt. Die Photoantwort am Ort der Brücke ist jeweils deutlich stärker als diejenige bei Anregung an den Zuleitungen. In Abschnitt 3.5 wird mit Hilfe eines einfachen Modells dieser Verlauf interpretiert und der zugrundeliegende Effekt einer sich auf- und abbauenden in QPC-Nähe lokalisierten Löcherpopulation mit einer Zeitskala im Millisekundenbereich identifiziert [Hof 08b].

Abbildung 3.15 b) zeigt das Verhalten der Photoantwort der Probe C1 mit freitragender Brücke und Topgate bei Anregung durch die Apertur mit verschiedenen einfallenden Anregungslaserleistungen P_{LASER} . Man erkennt eine deutliche Zunahme der Photoantwort mit steigender Laserleistung, wobei diese Zunahme im Bereich

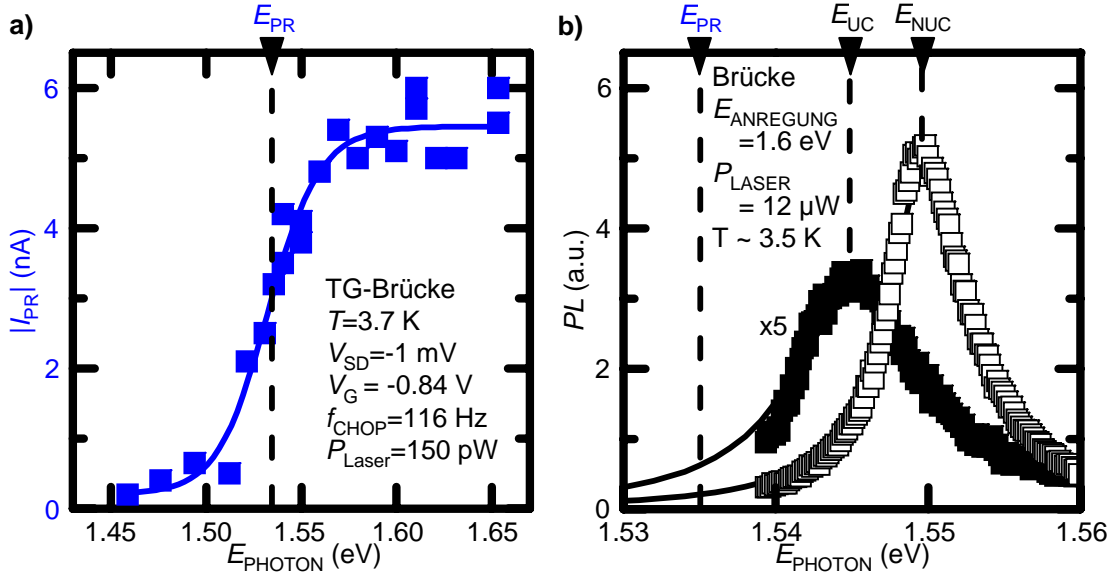


Abbildung 3.16: a) Abhängigkeit der Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ einer freitragenden Brücke mit Topgate (TG) von der Energie der durch die Apertur anregenden Photonen E_{PHOTON} . Das durch die Datenpunkte beschriebene Einsetzen der Photoantwort wird gut durch die um $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$ zentrierte Sigmoidfunktion (durchgezogene Linie) beschrieben. b) Photolumineszenz(PL)-spektrum einer vergleichbaren Probe gemessen an einem microPL-Aufbau bei einer Energie der anregenden Photonen von $E_{\text{ANREGUNG}} = 1.6 \text{ eV}$ und einer optischen Leistung von $P_{\text{LASER}} = 12 \mu\text{W}$. Bei Anregung und Detektion an einem nicht-unterstützten Bereich der Probe (englisch “non-undercut”, NUC, offene Rechtecke) sind die dort emittierten Photonen energetisch um $E_{\text{NUC}} = 1.55 \text{ eV}$ zentriert. Bei Anregung eines unterstützten Bereichs (englisch “undercut”, UC) ist die PL wesentlich schwächer (hier der Übersichtlichkeit halber fünffach überhöht dargestellt, gefüllte Rechtecke) sowie um die Energie $E_{\text{UC}} = 1.545 \text{ eV}$ zentriert (rotverschoben). Zum Vergleich ist noch die in a) ermittelte Energie E_{PR} der einsetzenden Photoantwort eingezeichnet.

kleiner Laserleistungen $P_{\text{LASER}} < 1000 \text{ pW}$ ungefähr linear zu sein scheint und bei höheren Laserleistungen sättigt. Alle gezeigten Messungen an diesem Probenotyp wurden daher mit Laserleistungen im linearen Bereich durchgeführt [Rossler 08a].

Eine weitere wichtige Einflussgröße in diesem Experiment besteht in der Wellenlänge des anregenden Lichts, da die Energie der einfallenden Photonen E_{PHOTON} als durchstimmbarer Parameter den intrinsischen Energieskalen der Heterostruktur gegenübersteht. In Abbildung 3.16 a) wurde die jeweilige Photoantwort in Abhängigkeit der Energie der einfallenden Photonen E_{PHOTON} als Datenpunkte aufgetragen. Man erkennt einen stetig monoton steigenden Verlauf, welcher sich durch die um $E_{\text{PR}} = 1.535 \text{ eV}$ zentrierte sigmoide Aktivierungsfunktion (durchgezogene Linie)

$$|I_{\text{PR}}| = \frac{I_0}{1 + e^{\frac{E_{\text{PHOTON}} - E_{\text{PR}}}{\Delta E}}} \quad (3.4)$$

beschreiben lässt [Rossler 08a]. Die energetische Breite $\Delta E \approx 10$ meV des Anstiegs stimmt mit der energetischen Breite der anregenden Laserpulse überein, sodass die Daten die Existenz einer Absorptionskante bei $E_{\text{PR}} = 1.535$ eV aufzeigen. Diese Energie ist wesentlich niedriger als die Bandlücke von $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, welche bei $E_{\text{AlGaAs}} = 1.90$ eV liegt. Gleichzeitig ist E_{PR} größer als die Bandlücke des GaAs-Substrats von $E_{\text{GaAs}} = 1.52$ eV bei $T = 4.2$ K. Dies weist darauf hin, dass die Photoantwort nicht durch Absorption in dem GaAs-Substrat oder den AlGaAs-Schichten hervorgerufen wird, sondern ihre Ursache in der Absorption der aufgrund der Einschränkung auf zwei Dimensionen energetisch höher als E_{GaAs} liegenden Energieniveaus des Quantentopfs hat. Zur Bestimmung der Energieniveaus der Heterostruktur wurden microPhotolumineszenz (μPL)-Messungen durchgeführt. Dabei wird mit einem fokussierten Anregungslaser mit $E_{\text{PHOTON}} = 1.6$ eV ein kreisförmiger Bereich der Probe mit einem Durchmesser von etwa $2 \mu\text{m}$ optisch angeregt. Die angeregten Ladungsträger relaxieren elektronisch und rekombinieren nach einiger Zeit unter Aussendung von Photonen. Die Energie der Photonen entspricht dem energetischen Abstand der relaxierten Ladungsträger, also dem Exzitonengrundzustand. Diese Photonen werden wiederum mittels des fokussierenden Objektivs unter Durchlauf eines Strahlteilers auf den Eingangsspalt eines hochauflösenden Spektrometers abgebildet. Abbildung 3.16 b) zeigt die microPL-Daten einer den Brücken-Proben entsprechenden Heterostruktur. Es zeigt sich, dass bei Anregung und Detektion an einem nicht-unterätzten Bereich der Probe (englisch “non-undercut”, NUC) die dort emittierten Photonen energetisch um $E_{\text{NUC}} = 1.55$ eV zentriert sind (offene Rechtecke in 3.16 b)), wohingegen bei Anregung und Detektion an einem unterätzten Bereich (englisch “undercut”, UC) das Maximum der PL um die Energie $E_{\text{UC}} = 1.545$ eV zentriert ist. Damit ist das Maximum der PL des unterätzten Bereichs (gefüllte Rechtecke in 3.16 b)) um etwa 5 meV rotverschoben im Vergleich zu demjenigen des nichtunterätzten Bereichs. Da die PL für den unterätzten Bereich wesentlich schwächer ist, wurden dessen Datenpunkte (gefüllte Rechtecke) hier der Übersichtlichkeit halber fünffach überhöht dargestellt. Weiterhin ist in der Abbildung zum Vergleich auch die in a) ermittelte Energie E_{PR} der einsetzenden Photoantwort eingezeichnet. Eine vom Anregungsort abhängige jeweilige Rotverschiebung (also hin zu niedrigen Energien) kann man mit Hilfe des durch ein elektrisches Feld bewirkten Stark-Effekts erklären. Dabei bewirkt ein elektrisches Feld in dem unterätzten Bereich aufgrund der resultierenden Stark-Verschiebung die energetische Verschiebung von E_{PR} und E_{UC} hin zu niedrigeren Energien als E_{NUC} [Miller 85]. Der Ursprung dieses elektrischen Felds liegt in dem aufgrund der Oberflächenzustände des GaAs in der Mitte der Bandlücke fixierten Fermi-niveau (englisch “mid-gap Fermi-Level-Pinning”) begründet [Grant 81],[Gaertner 07]. An der unterätzten Kante besitzt das elektrische Feld ähnlich große Komponenten innerhalb der Quantentopfebene und senkrecht dazu. Der zu erwartende elektrische Feldanteil innerhalb der Quantentopfebene kann durch die Bandlückenenergie von GaAs und der ungefähren lateralen Verarmungslänge von $l_{\text{VERARMUNG}} \approx 100$ nm zu $F_{\text{E}} \approx \frac{E_{\text{GaAs}}}{2 \cdot 100 \text{ nm}} = 7.6 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ abgeschätzt werden. Dieses Feld in der Quantentopfebene

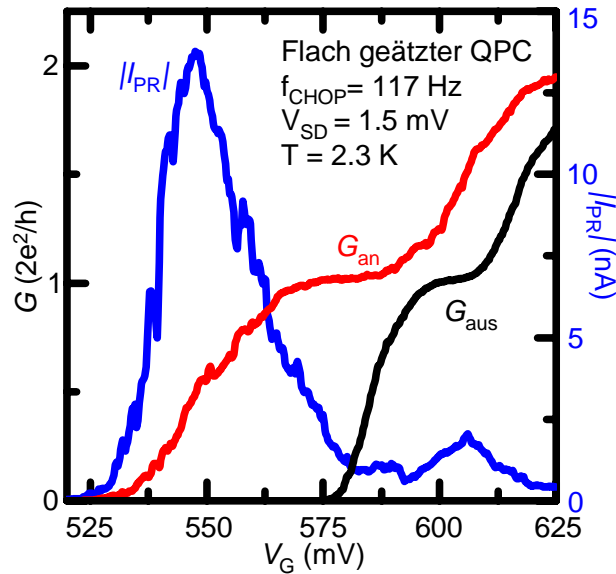


Abbildung 3.17: Messungen an der einseitig dotierten und flach geätzten Probe 4 im “Spectromag”-Kryostaten bei einer Temperatur von $T = 2.3 \text{ K}$ und einer mit $f_{\text{CHOP}} = 117 \text{ Hz}$ modulierten auf die Apertur einfallenden Laserleistung von $P_{\text{LASER}} \approx 1 \mu\text{W}$. Der differentielle Leitwert in Dunkelheit G_{aus} (schwarze Kurve) und unter Beleuchtung G_{an} (rote Kurve) in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G bei einer angelegten “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = 1.5 \text{ mV}$ zeigt in beiden Fällen deutlich die Stufenstruktur des eindimensionalen QPCs. Die Photoantwort I_{PR} (blaue Kurve) dieser Probe in Abhängigkeit von der Gatterspannung V_G bei einer angelegten “source”-“drain”-Spannung von ebenfalls $V_{\text{SD}} = 1.5 \text{ mV}$ weist zwei deutliche Maxima auf.

ist ausreichend stark, um die optisch erzeugten Exzitonen in dem unterätzten Bereich zu ionisieren. Gleichzeitig bewirkt die zur Quantentopfebene senkrechte Komponente des elektrischen Feldes die Rotverschiebung E_{PR} und E_{UC} relativ zu E_{NUC} [Miller 85], [Schmeller 94], [Rossler 08a].

3.4 Photoleitwert eines flach geätzten Quantenpunktkontakts

In diesem und den folgenden Abschnitten werden die Photoleitwertdaten der Photoantwort von flach geätzten Quantenpunktkontakten in einseitig dotierten Heterostrukturen präsentiert. Die dabei verwendeten Proben 4 und 5 sowie die Heterostruktur D040715A werden in Abschnitt 2.1 und im Anhang A vorgestellt.

Abbildung 3.17 zeigt die Leitwertdaten des engsten QPCs der Probe 2 im unbeleuchteten Fall (schwarze Kurve) und unter Laseranregung (rote Kurve) jeweils bei einer angelegten “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = 1.5 \text{ mV}$. Trotz des einfallenden Laserlichts mit $P_{\text{LASER}} \approx 1 \mu\text{W}$, $E_{\text{PHOTON}} = 1.55 \text{ eV}$ und $f_{\text{CHOP}} = 117 \text{ Hz}$

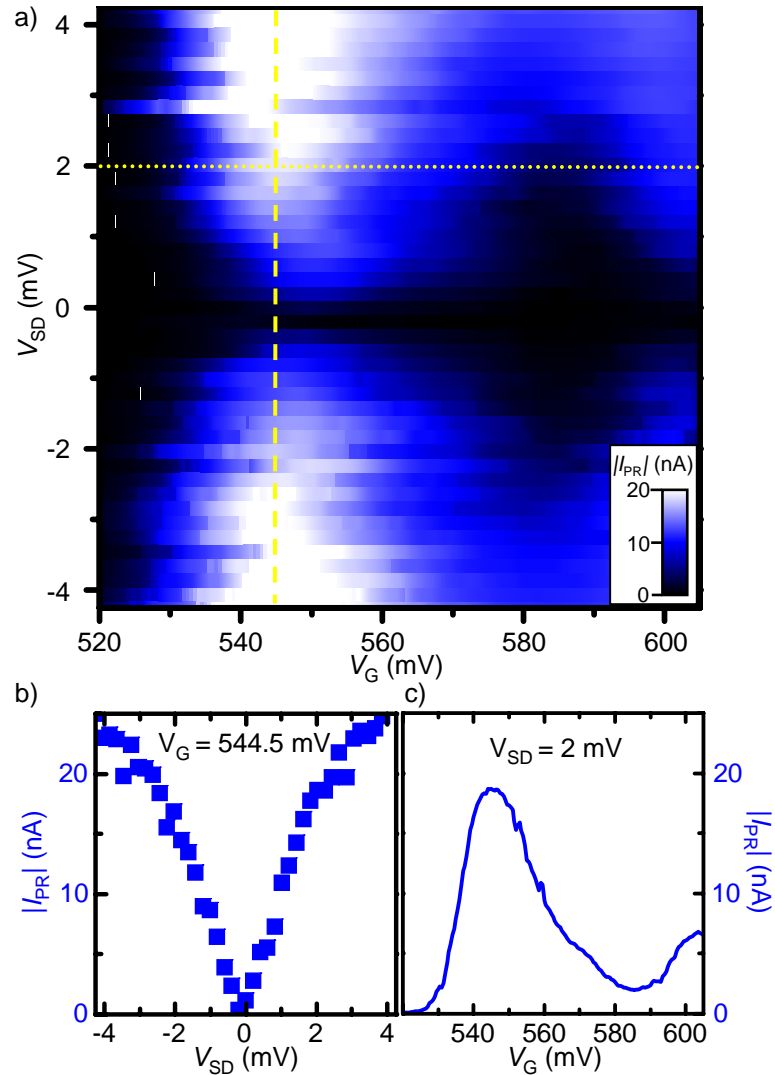


Abbildung 3.18: Photoantwort I_{PR} des engeren QPC3 der Probe 4 gemessen bei $T = 2.3$ K. a) Photoantwort in linearer Skala farbkodiert gegenüber der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} und der Gatterspannung V_G aufgetragen. Es zeigt sich entsprechend dem Plateau in den Leitwertdaten ein rautenförmiges Minimum der Photoantwort. Die gestrichelte gelbe Hilfslinie zeigt den in b) dargestellten Schnitt der “source”-“drain”-Spannungsabhängigkeit der Photoantwort bei einer konstanten Gatterspannung von $V_G = 544.5$ mV an. Man erkennt eine lineare Abhängigkeit für kleine “source”-“drain”-Spannungen. Die in a) gepunktete gelbe Hilfslinie entspricht dem in c) bei einer konstanten “source”-“drain”-Spannung von $V_{SD} = 2$ mV dargestellten Schnitt der Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort. Es ist ein deutliches Maximum bei $V_G = 545$ mV zu erkennen.

kann man den QPC weiterhin erst durch Anlegen einer positiven Gatterspannung für den elektronischen Transport öffnen. Auch die Stufenstruktur des eindimensionalen Leitwertkanals bleibt erhalten, allerdings ist die gesamte Abschnürkurve unter An-

regung mit Laserlicht hin zu negativeren Gatterspannungen verschoben. Die blaue Kurve in dieser Abbildung zeigt die Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ der Probe unter ansonsten gleichen Bedingungen. Die Photoantwort weist ein deutliches Maximum bei der Gatterspannung $V_G = 547 \text{ mV}$ und ein kleineres Maximum bei $V_G = 605 \text{ mV}$ auf. Diese Gatterspannungen korrespondieren mit den größten Veränderungen (also der größten Steigung) der Leitwertskurve $G_{\text{an}}(V_G)$ bei den Leitwerten $G_{\text{an}} = 0.5 \frac{2e^2}{h}$ beziehungsweise $G_{\text{an}} = 1.5 \frac{2e^2}{h}$. Diese Photoantwort wird im Rahmen des in Abschnitt 3.5 vorgestellten Modells als optisch induzierte Leitwertsänderung (“Photoleitwert”) erklärt.

Analog zur Abbildung 3.5 kann man auch für die Photoantwort für verschiedene Werte der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} die Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort aufnehmen. Abbildung 3.18 a) zeigt ein derartiges Schaubild, in dem die Photoantwort in einer linearen Skala farbkodiert gegenüber der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} und der Gatterspannung V_G aufgetragen ist. Man erkennt deutlich den Zusammenhang zwischen den Leitwertsdaten und der Photoantwort. Ungefähr in dem Bereich, innerhalb dessen der Leitwert in Abbildung 3.5 ein Plateau aufweist, ist die Photoantwort sehr gering. Daher formt sich entsprechend ein ebenfalls rautenförmigen Bereich von minimaler Photoantwort. Dieser Bereich ist um $V_G = 585 \text{ mV}$ zentriert und damit im Vergleich zum um $V_G = 600 \text{ mV}$ zentrierten Leitwertsplateau etwas hin zu niedrigen Gatterspannungen verschoben. Die eingezeichnete gestrichelte gelbe Hilfslinie repräsentiert den in Abbildung 3.18 b) gezeigten Schnitt bei einer konstanten Gatterspannung von $V_G = 544.5 \text{ mV}$. Die Photoantwort zeigt eine lineare Abhängigkeit von der “source”-“drain”-Spannung für kleine Spannungen, wenn die entsprechenden Energien kleiner als der Subbandenergieabstand $\Delta\epsilon_n$ sind, also für

$$e \cdot V_{\text{SD}} < \Delta\epsilon_n . \quad (3.5)$$

Die minimale gemessene Photoantwort von $I_{\text{PR}} = 0.3 \text{ nA}$ liegt oberhalb des Rauschens im System. Aufgrund des endlichen Abstands der gemessenen Datenpunkte ist jedoch auch nicht zu erwarten, dass man exakt den minimal möglichen Wert als Messpunkt erhält. Eine Extrapolation der beiden ansteigenden Geraden $I_{\text{PR}}(V_{\text{SD}})$ bei kleinen Beträgen der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} zeigt jedoch einen Versatz der bei der minimalen Photoantwort angelegten “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} \approx -130 \mu\text{V}$. Dieser Versatz bleibt wiederum konstant bei Variation der einfallenden Laserleistung sowie bei Umkehren der Aufnahme- und der Spannungskurven und bei Tausch der Anschlüsse “source” und “drain”. Daher kann man eventuelle Photospannungen oder Photoströme als Ursache ausschließen. Die wahrscheinlichste Ursache für diesen Versatz ist daher wie schon in Abschnitt 3.3 bemerkt ein Offset der Eingangsstufe des der Probe nachfolgenden Strom-Spannungswandlers. Der Offset wurde zu einem späteren Zeitpunkt für nachfolgenden Messungen durch Justage des Geräts auf circa $-40 \mu\text{V}$ reduziert.

In Abbildung 3.18 c) sieht man die der gepunkteten Hilfslinie in 3.18 a) entsprechende Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei einer festen “source”-

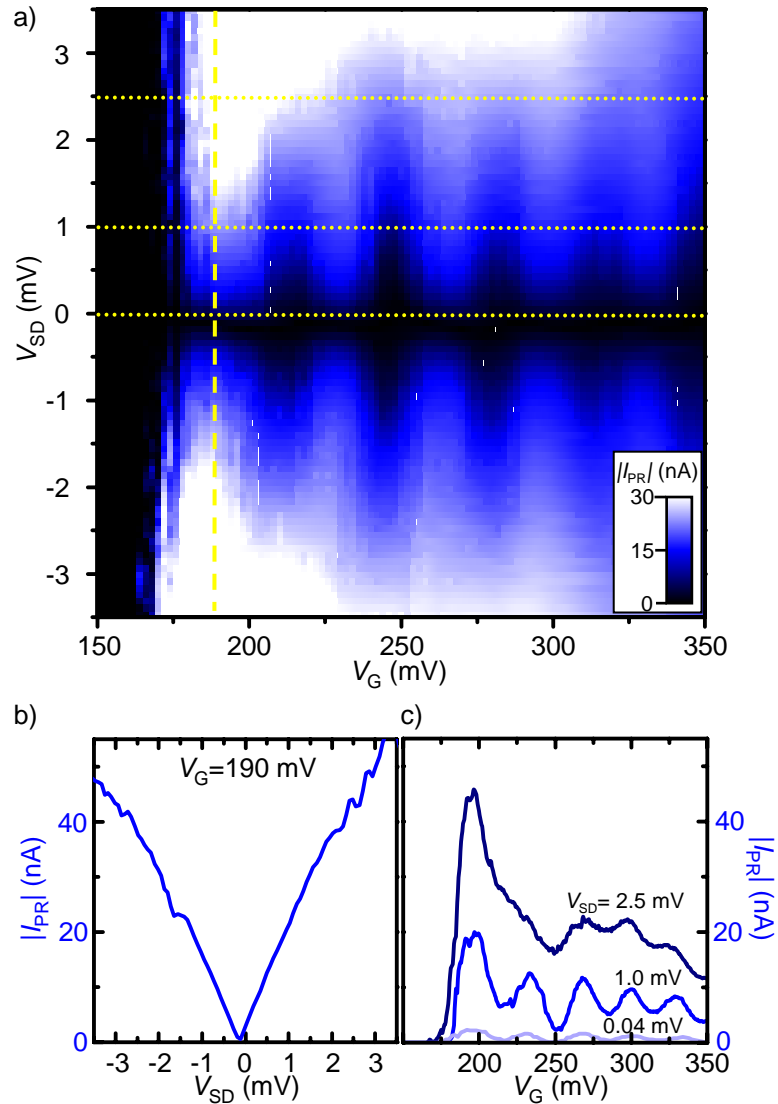


Abbildung 3.19: Photoantwort $|I_{PR}|$ des breiteren QPC2 der Probe 4 gemessen bei $T = 2.2$ K. a) Photoantwort in linearer Skala farbkodiert gegenüber der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} und der Gatterspannung V_G aufgetragen. Es zeigen sich mehrere rautenförmige Minima in der Photoantwort. Die gestrichelte gelbe Hilfslinie zeigt den in b) dargestellten Schnitt der “source”-“drain”-Spannungsabhängigkeit der Photoantwort bei einer konstanten Gatterspannung von $V_G = 190$ mV. Man erkennt eine lineare Abhängigkeit für kleine “source”-“drain”-Spannungen. Die in a) gepunktet eingezeichneten gelben Hilfslinien entsprechen den in c) gezeigten Gatterspannungsabhängigkeiten der Photoantwort bei den konstanten “source”-“drain”-Spannungen von $V_{SD} = 2.5$ mV (dunkelblau), 1 mV (blau) beziehungsweise 0.04 mV (hellblau). Die bei kleinem V_{SD} deutlich erkennbaren Maxima gehen für größere V_{SD} ineinander über und können dadurch schlechter voneinander aufgelöst werden.

“drain”-Spannung von $V_{SD} = 2 \text{ mV}$. Die Photoantwort zeigt ein deutliches Maximum beim Öffnen des QPCs bei $V_G = 545 \text{ mV}$ sowie daran anschließend ein Minimum bei $V_G = 586 \text{ mV}$.

Der Einfluss der eindimensionalen Leitwertscharakteristika auf die Photoantwort wird in der Abbildung 3.19 noch weiter betont. Dabei wurden analoge Messungen an einem breiteren QPC der Probe 4 durchgeführt. Aufgrund des dadurch geringeren Subbandabstandes und des bei schon geringeren Gatterspannungen einsetzenden Stroms durch die Probe liegen im experimentell zugänglichen Gatterspannungsbereich viele Leitwertsstufen und somit Subbandbodendurchgänge durch die Fermienergie.

Die in Abbildung 3.19 a) gegenüber V_G und V_{SD} dargestellte linear farbkodierte Photoantwort weist daher viele rautenförmige Gebiete minimaler Photoantwort und zugehörige Zwischenmaxima auf. Die Messung wurde durch Variation der “source”-“drain”-Spannung bei einer jeweiligen schrittweise konstanten Gatterspannung gewonnen. Wieder repräsentiert die gestrichelte gelbe Hilfslinie den in 3.19 b) gezeigten Schnitt einer Photoantwortskurve gegenüber der “source”-“drain”-Spannung bei einer konstanten Gatterspannung von $V_G = 190 \text{ mV}$. Man erkennt auch hier einen linearen Verlauf der Photoantwort mit der angelegten “source”-“drain”-Spannung. Erneut beträgt der noch unkorrigierte Spannungsversatz der minimalen Photoantwort $V_{SD} \approx -130 \mu\text{V}$. Die drei in Abbildung 3.19 a) gepunktet eingezeichneten Hilfslinien repräsentieren die jeweiligen Schnitte der in Abbildung 3.19 c) gezeigten Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei konstanten “source”-“drain”-Spannungen von $V_{SD} = 2.5 \text{ mV}$ (dunkelblaue Kurve), 1 mV (blaue Kurve) beziehungsweise 0.04 mV (hellblaue Kurve). Bei allen drei Spannungswerten erkennt man deutlich mehrere Maxima, deren Betrag aufgrund der in b) gezeigten Proportionalität linear mit der angelegten “source”-“drain”-Spannung skaliert und gleichzeitig jeweils mit steigender Gatterspannung sinkt. Ebenso ist ersichtlich, dass für größere “source”-“drain”-Spannungen, welche energetisch im Bereich des Subbandabstandes liegen ($e \cdot V_{SD} \approx \Delta\epsilon_n$), die Zwischenminima weniger ausgeprägt sind und die Maxima daher ineinander übergehen und nicht mehr so deutlich voneinander zu trennen sind.

Somit zeigt die Photoantwort beider Nanostrukturen die folgenden charakteristischen Eigenschaften:

- Die Photoantwort ist im Bereich kleiner “source”-“drain”-Spannung linear von dieser abhängig.
- Mit steigender Gatterspannung werden Extrema der Photoantwort durchlaufen.
- Diese Extrema sind eindeutig mit den für den eindimensionalen Transport charakteristischen Leitwertsstufen und Subbandenergien verknüpft.
- Das erste Maximum bei Öffnen des QPCs ist am stärksten ausgeprägt, die folgenden zeigen dann einen abfallenden Betrag.

All diese Eigenschaften werden in Abschnitt 3.5 mit Hilfe eines einfachen Modells erklärt.

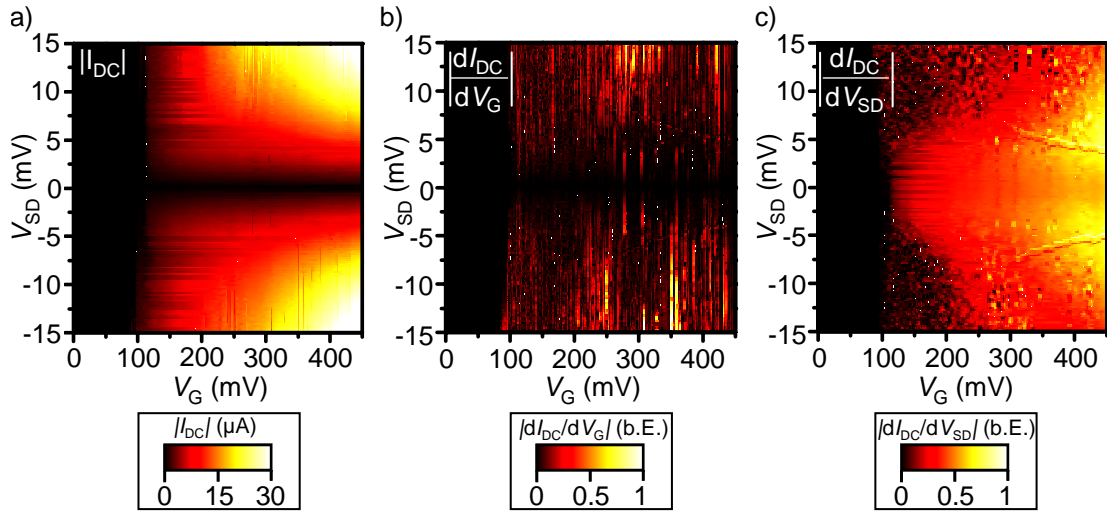


Abbildung 3.20: a) Messung im "Microstat" bei $T = 3.4$ K: Gatterspannungs- und "source"- "drain"-Spannungsabhängigkeit des in linearer Skala farbkodierten DC-Stroms $|I_{DC}|$ durch die Probe 5 während Beleuchtung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 800$ nm und einer optischen Leistung von $P_{LASER} \approx 50$ nW. b) rechnerische Ableitung des Probenstroms nach der Gatterspannung $|\frac{dI_{DC}}{dV_G}|$. Es zeigt sich stark verrauscht mit rautenförmigen Minimagebieten ein ähnliches Bild wie beim Transleitwert. c) rechnerische Ableitung des Probenstroms nach der "source"- "drain"-Spannung $|\frac{dI_{DC}}{dV_{SD}}|$. Da das Messgerät bei der Messgröße von 1 mV den Messbereich umschaltet, ist in den Daten um die entsprechenden Stromwerte ein Störsignal erkennbar. Dies ist in den Ableitungen b) und c) deutlich als hyperbelförmige Störung symmetrisch um $V_{SD} = 0$ mV erkennbar.

Betrachtet man bei diesem Experiment anstelle der mit Hilfe des "lock-in"-Verstärkers gemessenen Photoantwort direkt den von einem Multimeter registrierten Gleichstrom durch die ähnliche Probe 5, so erhält man das in Abbildung 3.20 a) gezeigte linear farbkodierte Schaubild des DC-Probenstroms unter optischer Anregung gegenüber der "source"- "drain"-Spannung und der Gatterspannung. Leitet man diesen Datensatz rechnerisch nach der Gatterspannung ab, so erhält man das in Abbildung 3.20 b) gezeigte Diagramm, welches stark verrauscht ist, aber mit rautenförmigen Minimaflächen Ähnlichkeiten mit den Transleitwertsdaten und den hier gezeigten Photoantwortdaten aufweist. Die in Abbildung 3.20 c) gezeigte Ableitung nach der "source"- "drain"-Spannung ist ähnlich zur "lock-in"-Messung und weist daher starke Ähnlichkeiten mit den rein elektronischen Leitwertmessungen auf. Die zwei krummlinigen um $V_{SD} = 0$ mV zentrierten Strukturen, welche in b) und vor allem in c) erkennbar sind, sind ein Artefakt der Messung und lassen sich auf ein Messbereich-Umschalten des verwendeten Messgerätes zurückführen.

3.4.1 Örtlich aufgelöster Photoleitwert eines flach geätzten Quantenpunktkontakts

Durch Verwendung der Schrittmotoren kann man die Probe relativ zu dem anregenden Laserstrahl verfahren und ein örtlich aufgelöstes Bild der Photoantwort auf die Laseranregung erstellen. Die Probe 4 mit ihrem großen Topgate ist weiträumig vor einfallendem Laserlicht geschützt. Daher zeigt Abbildung 3.21 a) im zentralen Bereich des rot skizzierten Topgates nur an den 3 Positionen der jeweiligen Aperturen eine auflösbare Photoantwort. Bei Anregung außerhalb des Topgates erkennt man sehr deutlich eine starke Photoantwort an den nicht mehr vom Topgate bedeckten Teilen der den QPC formenden Ätzgräben.

Die rechteckige gelbe Hilfslinie zeigt den zentralen Bereich der “source”-Apertur an, welcher in Abbildung 3.21 b) in einer besseren Auflösung gemessen dargestellt ist. Die vertikale gelb gestrichelte Hilfslinie zeigt hierbei den in Abbildung 3.21 c) gezeigten Schnitt an, dessen Datenpunkte (gefüllte Rechtecke) deutlich die Zunahme der Photoantwort bei Laseranregung im Bereich der Apertur belegen. Die schwarz gestrichelte Linie stellt eine an diese Datenpunkte angepasste Gauß-Kurve dar, deren Halbwertsbreite bei halber Höhe (englisch “full width at half maximum” (FWHM)) etwa $2.6 \mu\text{m}$ beträgt. Dies entspricht recht gut dem lithographisch definierten Durchmesser der Apertur von $2 \mu\text{m}$ und zeigt damit gleichzeitig, dass auch der Brennfleckdurchmesser des fokussierten Anregelasers kleiner gleich diesem Wert ist.

Eine hier nicht gezeigte Messung über einem Test-Topgate oberhalb der zweidimensionalen “drain”-Zuleitung ergab auch bei Anregung durch eine Apertur hindurch keine auflösbare Photoantwort. Dadurch wird deutlich, dass die Photoantwort eine charakteristische Eigenschaft des nanostrukturierten QPCs ist. Gleichzeitig zeigen die einzeln auflösbaren Photoantworten der Aperturen in Abbildung 3.21 a) dass das Topgate wirklich opak ist und die darunter liegende Heterostruktur vor optischer Anregung schützt und man somit mit den Aperturen eine definierte Anregungsposition festsetzen kann. Dies wurde in allen “Spectromag”-Messungen ausgenutzt, da man hier aufgrund des breiten Brennfleckdurchmessers eine definierte Anregeposition benötigt. Die Probe 5 hingegen ist für örtlich aufgelöste Photoantwortsmessungen entworfen worden. Sie besitzt lediglich $8 \mu\text{m}$ schmale Topgates und man kann im “Microstat”-Kryostaten mit Hilfe der Schrittmotoren die Anregungsposition in einem Bereich bis hin in die unmittelbaren Nähe des QPCs abrastern.

Abbildung 3.22 zeigt eine derartige örtlich aufgelöste Messung der Photoantwort an der Probe 5. Bei Laseranregung mit der Modulationsfrequenz von $f_{\text{CHOP}} = 287 \text{ Hz}$ auf der Mesastruktur ergibt sich eine stark erhöhte Photoantwort im Vergleich zu einer Laseranregung auf dem Substrat. Diese ist in der Mitte des “source”-Bereichs der Probe stärker als im “drain”-Bereich, allerdings kann man im Gegensatz zu den in Kapitel 4 vorgestellten RF-Messungen hier keine Einzelheiten der Nanostruktur erkennen. Die Daten ähneln damit sehr stark den in dem genannten Kapitel vorgestellten Gleichstromdaten.

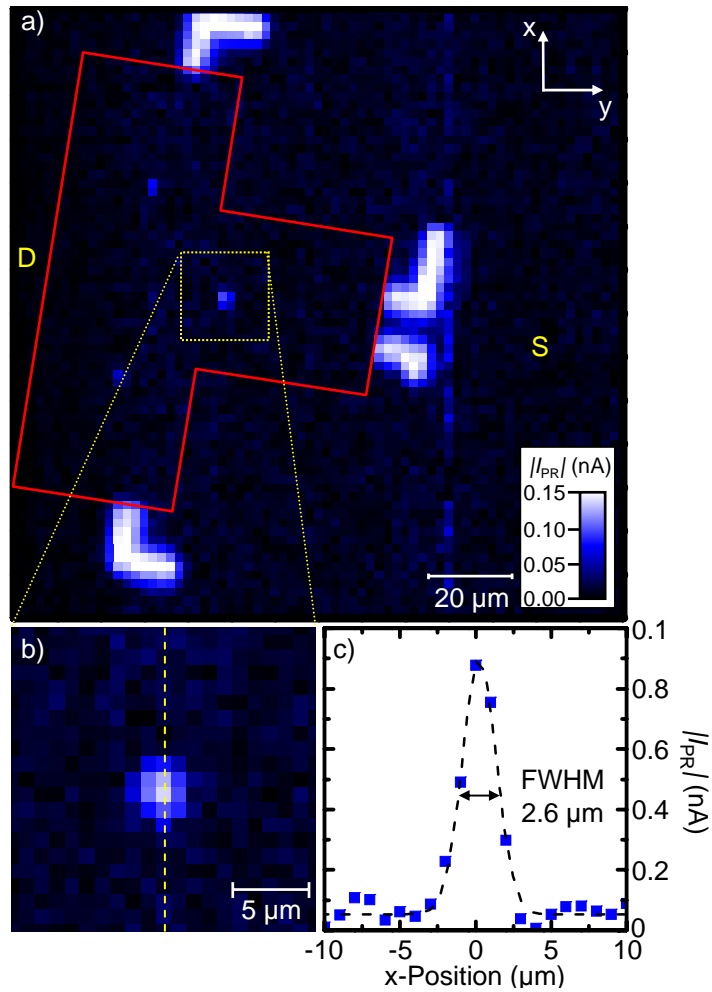


Abbildung 3.21: a) Örtlich in $2\ \mu\text{m}$ -Schritten aufgelöste Photoantwort der Probe 4 bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = 1.5\ \text{mV}$, einer Gatterspannung von $V_{\text{G}} = 0.625\ \text{V}$, optischer Anregung der Wellenlänge $\lambda = 780\ \text{nm}$ sowie Anregungsmodulationsfrequenz $f_{\text{CHOP}} = 309\ \text{Hz}$. Messung im “Microstat” bei einer Temperatur von $T = 3.7\ \text{K}$. Sowohl die Aperturen (3 Punkte etwas links der Bildmitte) des rot skizzierten Topgates als auch die nicht mehr vom Topgate bedeckten Teile der Ätzgräben ergeben eine hohe Photoantwort. Der “source”(S)-Anschluss befindet sich rechts, “drain”(D) links. Die gelben Hilfslinien zeigen den in b) mit verfeinerter Schrittweite von $1\ \mu\text{m}$ aufgenommenen vergrößerten zentralen Bereich mit der Apertur an. Die vertikale gelbe Hilfslinie zeigt die Orientierung des in c) dargestellten Schnitts an. c) Photoantwort (blaue Datenpunkte) bei Durchfahren der Apertur. Die schwarz gestrichelte Gauß-Kurve wurde an die Datenpunkte angepasst und besitzt eine Halbwertsbreite (englisch “full width at half maximum” (FWHM)) von $2.6\ \mu\text{m}$.

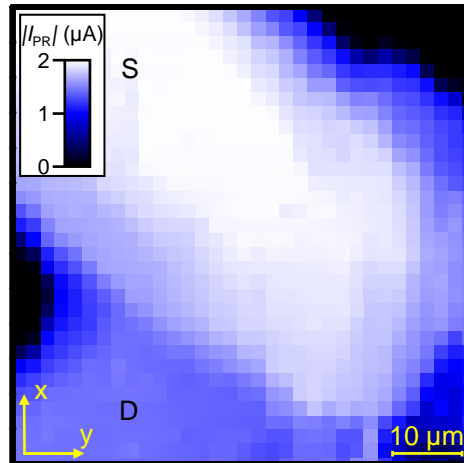


Abbildung 3.22: Örtlich in $2\ \mu\text{m}$ -Schritten aufgelöste Photoantwort der Probe 5 bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = -3\ \text{mV}$, einer Gatterspannung von $V_{\text{G}} = 0.230\ \text{V}$, optischer Anregung der Wellenlänge $\lambda = 800\ \text{nm}$, optischer Leistung $P_{\text{LASER}} = 1\ \mu\text{W}$ sowie Anregungsmodulationsfrequenz $f_{\text{CHOP}} = 287\ \text{Hz}$. Man erkennt eine deutliche Erhöhung der Photoantwort bei Anregung der Mesastruktur, kann aber keine Einzelheiten des nanostrukturierten QPCs erkennen. Der “source” (S)-Anschluss befindet sich links oben, “drain” (D) links unten. Messung im “Microstat” bei einer Temperatur von $T = 3.4\ \text{K}$.

3.4.2 Temperatur- und Leistungsabhängigkeit des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts

Im Folgenden wird die Temperaturabhängigkeit des Leitwertes und der Photoantwort gezeigt.

Abbildung 3.23 a) zeigt den Leitwert der Probe 4 in Dunkelheit (schwarze Kurven) bei den drei verschiedenen Temperaturen $T = 2.2\ \text{K}$ (dicke Kurven), $T = 6.2\ \text{K}$ (mittlere Kurven) beziehungsweise $T = 13.0\ \text{K}$ (dünne Kurven). Man erkennt deutlich, dass die bei tiefen Temperaturen klar definierten Leitwertsstufen bei höheren Temperaturen aufgrund der konkurrierenden Temperaturverschmierung schwächer ausgeprägt sind. Betrachtet man den Leitwert unter Laseranregung (rote Kurven), so erkennt man, dass sich die Leitwertsstufen hin zu niedrigeren Gatterspannungen verschieben. Weiterhin zeigt auch hier die Kurve für $T = 2.2\ \text{K}$ eine deutliche Stufenform, wohingegen die Kurven bei höheren Temperaturen wiederum wesentlich schwächere Stufenmerkmale zeigen. In dem Wasserfallgraphen von Abbildung 3.23 b) ist die Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Temperaturen gezeigt. Die jeweiligen Maxima der Photoantwort werden durch die gefüllten Dreiecke angezeigt. Im Inset sind die daraus abgelesenen Beträge (gefüllte Rechtecke) und die Gatterspannungswerte (offene Kreise) der jeweiligen Hauptmaxima aufgeführt. Da sich die Photoantwort als dynamische Differenz des durch den jeweiligen Leitwert gegebenen Stroms durch die Probe bestimmt, sieht man auch

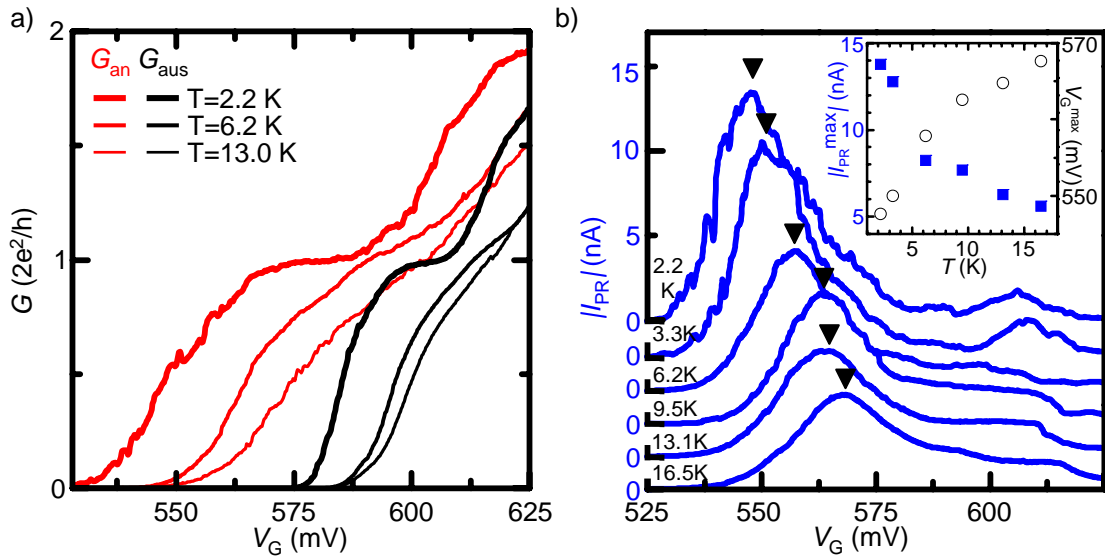


Abbildung 3.23: Im “Spectromag”-Kryostaten an der Probe 4 gemessene Temperaturabhängigkeiten. a) Gatterspannungsabhängigkeit des Leitwerts in Dunkelheit G_{aus} (schwarze Kurven) und unter optischer Anregung G_{an} (rote Kurven) bei der Temperatur $T = 2.2\text{ K}$ (dicke Kurven), $T = 6.2\text{ K}$ (mittlere Kurven) beziehungsweise $T = 13.0\text{ K}$ (dünne Kurven) bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = 0\text{ mV}$ und einer optischen Anregungsleistung von $P_{\text{LASER}} \approx 500\text{ nW}$ bei der Wellenlänge $\lambda = 780\text{ nm}$. b) Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Temperaturen. Die einzelnen Kurven wurden der Übersichtlichkeit halber jeweils um 2 nA vertikal versetzt. Das jeweilige Maximum der Photoantwort ist mit einem Dreieck markiert. Der Betrag dieser Maxima $|I_{\text{PR}}^{\text{max}}|$ ist im Inset durch die gefüllten Rechtecke, die jeweilige Gatterspannung $V_{\text{G}}^{\text{max}}$ durch offene Kreise in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Man sieht deutlich, dass für steigende Temperaturen das Maximum der Photoantwort sich bei höheren Gatterspannungen entwickelt, aber betragsmäßig kleiner wird [Hof 09a].

hier den Einfluss der Temperatur: Der Betrag der Maxima der Photoantwort wird für höhere Temperaturen geringer, gleichzeitig sind die Maxima bei höheren Gatterspannungswerten zu finden [Hof 09a].

Betrachtet man die Abhängigkeit der Photoantwort von der Gatterspannung bei verschiedenen anregenden Laserleistungen, so erhält man bei der Probe 4 die in Abbildung 3.24 a) in Wasserfall-Darstellung gezeichneten Ergebnisse. Abbildung 3.24 b) fasst daraus die Daten der jeweils zwei Photoantwortsmaxima zusammen und man erkennt, dass sowohl für das erste Photoantwortsmaximum (gefüllte Symbole) als auch für das zweite (offene Symbole) jeweils der Betrag des Maximums (Rechtecke) zu Beginn linear mit der Anregungsleistung P_{LASER} steigt und schließlich ab etwa $P_{\text{LASER}} > 1\text{ }\mu\text{W}$ zu sättigen beginnt. Gleichzeitig verschiebt sich für eine höhere Anregungsleistung die Gatterspannungsposition der Maxima hin zu niedrigeren Gatterspannungen.

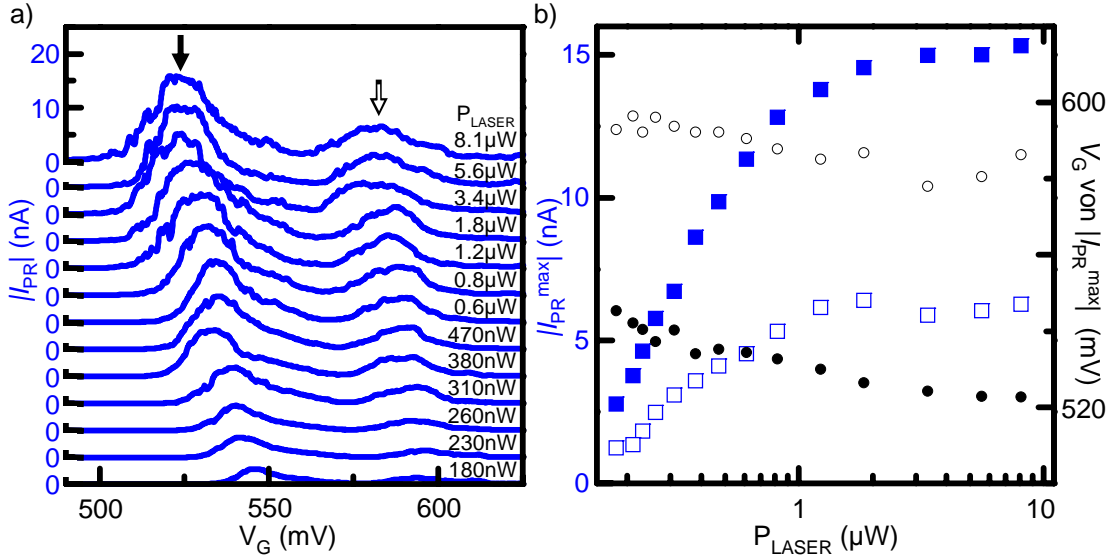


Abbildung 3.24: Messungen an der Probe 4 im “Spectromag”-Kryostat bei $T = 2.2$ K, $V_{SD} = 1$ mV, $\lambda = 780$ nm und $f_{CHOP} = 313$ Hz. a) Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Leistungen P_{LASER} der optischen Anregung. Die einzelnen Kurven wurden der Übersichtlichkeit halber jeweils um 5 nA vertikal versetzt. Der gefüllte Pfeil zeigt die Position des ersten Maximums der Photoantwort an, der offene Pfeil diejenige des zweiten. b) Leistungsabhängigkeit des Betrags (Rechtecke) und der Gatterspannungposition (Kreise) für das erste (gefüllte Symbole) und zweite (offene Symbole) Photoantwortmaximum in halblogarithmischer Auftragung. Man erkennt deutlich ein monoton und schließlich sättigendes Ansteigen des Photoantwortbetrags mit steigender Anregungsleistung, gleichzeitig sinkt dabei die Gatterspannungposition der Maxima.

3.4.3 Spektrale Abhängigkeiten des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts

Die Energie der einfallenden Photonen E_{PHOTON} setzt die Energieskala für die photogenerierten Ladungsträger und ist durch

$$E_{PHOTON} = 1.2398 \frac{eV \mu m}{\lambda} \quad (3.6)$$

mit der Wellenlänge λ des eingestrahlt Laserlichts verknüpft. Abbildung 3.25 a) zeigt die Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Wellenlängen der optischen Anregung im Bereich von $\lambda = 750$ nm...840 nm, was nach Gleichung 3.6 einer Photonenenergie von $E_{PHOTON} = 1.653$ eV...1.476 eV entspricht. Man erkennt, dass die Photoantwort erst bei einer Wellenlänge von etwa $\lambda = 820$ nm (entspricht $E_{PHOTON} = 1.51$ eV) in nennenswerter Weise einzusetzen beginnt. In Abbildung 3.25 b) wird der maximal Betrag der Photoantwort gegenüber der Energie der einfallenden Photonen aufgezeichnet. Gleichzeitig sind in rot zum Vergleich die

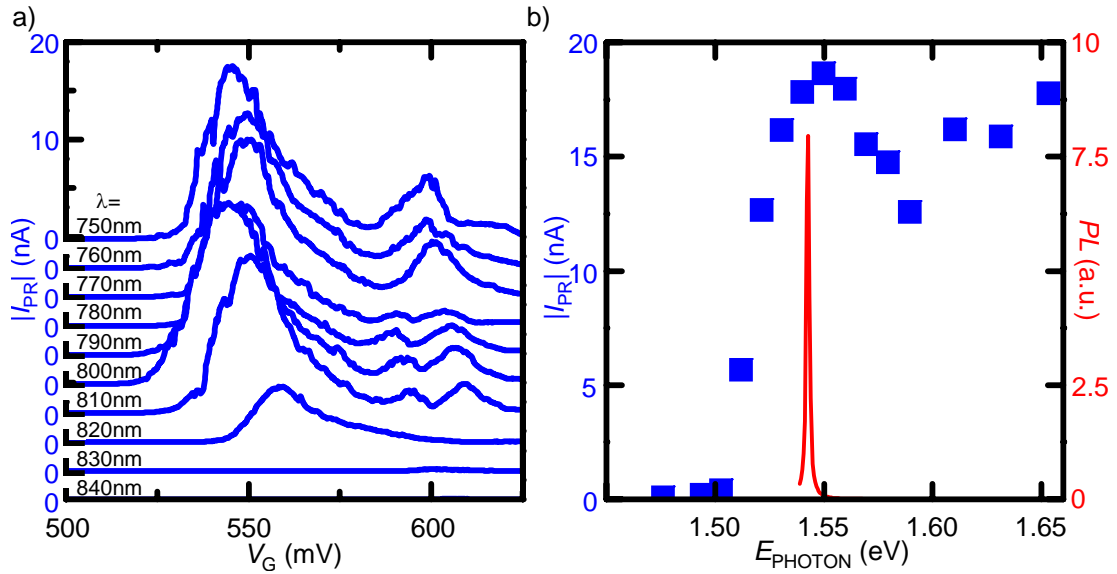


Abbildung 3.25: Messungen an der Probe 4 im “Spectromag”-Kryostat bei $T = 2.0$ K, $V_{SD} = 1.5$ mV, $P_{LASER} \approx 1 \mu W$ und $f_{CHOP} = 311$ Hz. a) Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Wellenlängen λ der optischen Anregung. Die einzelnen Kurven wurden der Übersichtlichkeit halber jeweils um 2.5 nA vertikal versetzt. b) Abhängigkeit des maximalen Betrags der Photoantwort von der Energie der anregenden Photonen (mit $E_{PHOTON} = 1.2398 \frac{eV \mu m}{\lambda}$). Zum Vergleich sind in rot die in Abschnitt 2.2 vorgestellten Photolumineszenzdaten des Quantentopfs eingezeichnet. Man erkennt die relativ zu dem PL-Maximum rotverschobene Einsatzkante der Photoantwort bei $E_{PHOTON} = 1.515$ eV und gleichzeitig ein etwas blauverschobenes Maximum der Photoantwort bei $E_{PHOTON} = 1.55$ eV.

in Abschnitt 2.2 c) vorgestellten Photolumineszenz(PL)-Daten des Quantentopfs in dieser Heterostruktur auf derselben Energieskala eingezeichnet. Man erkennt, dass die Einsatzkante der Photoantwort bei $E_{PHOTON} = 1.515$ eV liegt und somit etwas rotverschoben zum Maximum der Quantentopf-PL ist. Weiterhin findet sich in dieser Energieabhängigkeit ein um $E_{PHOTON} = 1.55$ eV zentriertes Maximum der maximalen Photoantwort, welches damit leicht blauverschoben zu dem Photolumineszenzmaximum ist.

3.4.4 Frequenzabhängigkeit des Photoleitwerts eines flach geätzten Quantenpunktkontakts

Der Betrag der Photoantwort ist auch von der Frequenz der Beleuchtungsmodulation abhängig und verweist damit auf eine dynamische Ursache der Photoantwort mit Zeitkonstanten im Bereich der inversen Modulationsfrequenz. Abbildung 3.26 a) zeigt die Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Frequenzen der anregenden Laserbeleuchtungsmodulation von $f_{CHOP} = 7.5$ Hz (oberste Kurve) bis zu $f_{CHOP} = 900$ Hz (unterste Kurve). Die gefüllten Dreiecke kennzeich-

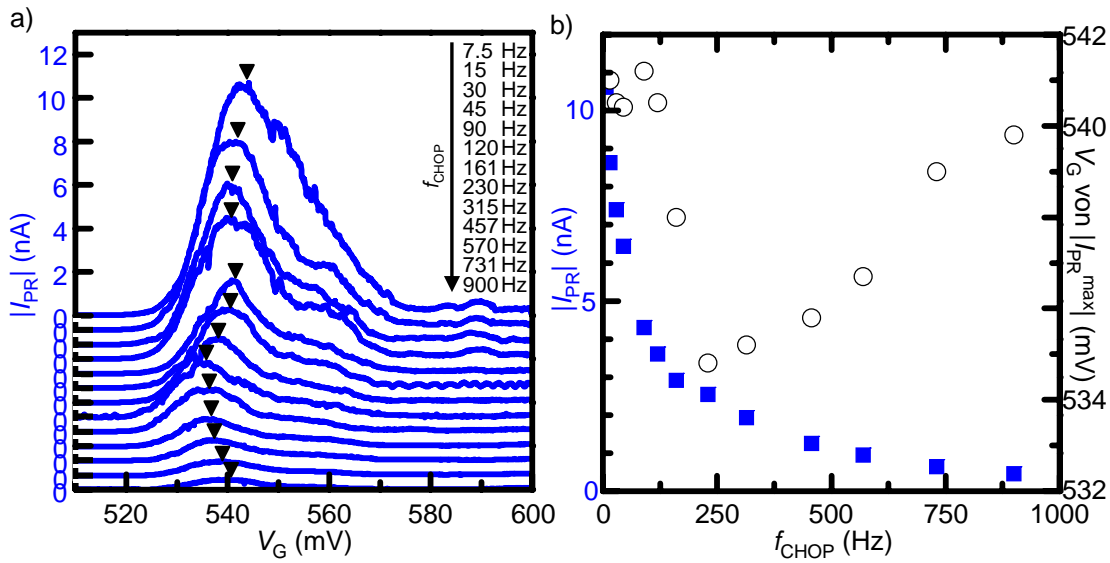


Abbildung 3.26: Messungen an der Probe 4 im “Spectromag“-Kryostat bei $T = 2.0$ K, $V_{SD} = 1.5$ mV, $P_{LASER} \approx 1.3 \mu\text{W}$ und $\lambda = 789$ nm. a) Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei verschiedenen Modulationsfrequenzen f_{CHOP} der optischen Anregung. Die einzelnen Kurven wurden der Übersichtlichkeit halber jeweils um 0.5 nA vertikal versetzt. Das jeweilige Maximum der Photoantwort ist mit einem Dreieck markiert. b) Abhängigkeit des maximalen Betrags (gefüllte Rechtecke) der Photoantwort und dessen Gatterspannungsposition (offene Kreise) von der Frequenz der Anregungsmodulation. Der Betrag des Maximums der Photoantwort sinkt mit steigender Frequenz monoton, wohingegen die Gatterspannungsposition nach anfänglicher Abnahme ein Minimum durchläuft und wieder ansteigt.

nen dabei die jeweilige Maxima der Photoantwort, deren Betrag (Rechtecke) und Gatterspannungsposition (Kreise) in Abbildung 3.26 b) gegenüber der Modulationsfrequenz aufgetragen sind. Man erkennt deutlich, dass der Betrag der Photoantwort mit steigender Modulationsfrequenz monoton sinkt, wohingegen die Gatterspannungspositionen der Maxima bis $f_{CHOP} = 230$ Hz zwar monoton abnehmen um dann aber für größere Modulationsfrequenzen wiederum monoton zuzunehmen und bei $f_{CHOP} \approx 1000$ Hz wieder den Wert für kleinen Frequenzen zu erreichen.

3.5 Modell des optisch induzierten Photoleitwerts

In diesem Abschnitt wird ein Modell eingeführt, mit dessen Hilfe man die experimentellen Daten der vorherigen Abschnitte erklären kann. Mit Hilfe dieses Modells werden numerische Rechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse sehr gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen. Darauf aufbauend kann man anhand der Modulationsfrequenzabhängigkeit der Photoantwort auf die Zeitkonstanten der physikalisch zugrundeliegenden Prozesse schließen.

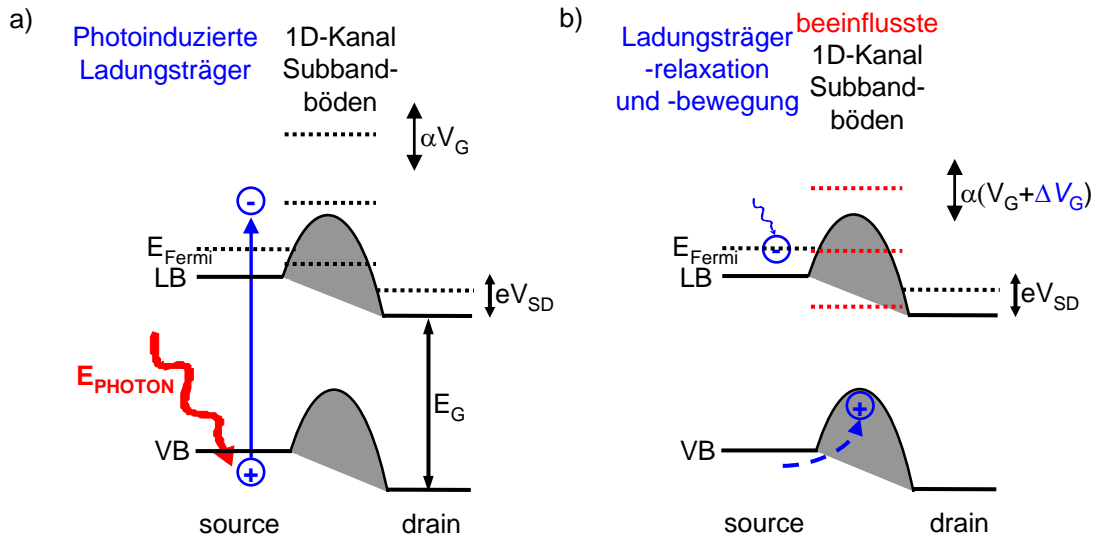


Abbildung 3.27: Modell des optisch induzierter Photoleitwerts. a) Ein auf der “source”-Seite einfallendes Photon der Energie E_{PHOTON} (rot) generiert ein Elektron-Loch-Paar (blau). b) Aufgrund der Überschussenergie oder interner elektrischer Felder wird das Elektron-Loch-Paar getrennt. Das Elektron relaxiert in den Fermi-See des “source”-Kontakts. Das Loch bewegt sich aufgrund des QPC-Sattelpunktentials in Richtung des QPCs und verändert durch seine kapazitive Wirkung das elektrostatische Potential des eindimensionalen Kanals analog zum Anlegen einer zusätzlichen Gatterspannung von ΔV_G .

3.5.1 Einfluss der photogenerierten Ladungsträger

Abbildung 3.27 zeigt ein Modell der Photoantwort: Die in Abbildung 3.27 a) auf der “source”-Seite erfolgende zeitlich modulierte Laseranregung mit Photonen der Energie E_{PHOTON} , welche hier als roter Pfeil eingezeichnet ist, erlaubt für eine Anregung mit einer Energie größer der Bandlücke E_G , also für $E_{\text{PHOTON}} > E_G$, die Anregung eines Elektrons vom Valenzband (VB) ins Leitungsband (LB). Dieses photogenerierte Elektron-Loch-Paar (Exziton) kann entweder aufgrund der eigenen Überschussenergie bei Anregung über die Bandkante hinaus oder aufgrund interner (zum Beispiel an den Ätzgräben) oder externer (“source”-“drain”-Spannung) elektrischer Felder getrennt werden (Dissoziation). Dabei bewirkt die Trennung durch die internen an den Ätzkanten herrschenden Feldern ein Wandern der Löcher zu den Oberflächen der Nanostruktur hin, wohingegen die Elektronen in das Innere des 2DES gezogen werden. Abbildung 3.27 b) zeigt die Wirkung der getrennten Ladungsträger auf den elektronischen Transport durch die Nanostruktur und somit den zur Photoantwort führenden Mechanismus:

Einfluss der optisch induzierten Löcher Aufgrund des QPC - Sattelpunkt-potentials wandern die Löcher an die Ränder der Einschnürung und sind dort räum-

lich von dem Elektronenkanal getrennt. Dieser räumlichen Trennung bewirkt sehr lange Rekombinationszeiten der photogenerierten Ladungsträger. Aufgrund ihrer elektrischen Ladung wirken die Löcher von dort kapazitiv als positive Raumladung auf die Potentiallandschaft des QPCs. Damit ist nur noch eine geringere positive Gatterspannung zum Öffnen des QPCs nötig, der kapazitive Einfluss der Löcher verschiebt die gatterspannungsabhängigen Leitwertkurven also um einen zusätzlichen Beitrag ΔV_G bezogen auf den Fall ohne Löcher. Dieser Effekt wird 'Photogating' oder auch 'photoconductive gain' genannt [Hof 08b]. Gleichbedeutend damit kann man die kapazitive Einwirkung der Löcher auf die Subbandenergien des QPCs als eine Verschiebung um

$$\Delta E = \alpha e \Delta V_G \quad (3.7)$$

auffassen. Dabei bezeichnet α den aus den Nichtgleichgewichtstransportmessungen in Abschnitt 3.1.2 aus den Leitwertdaten gewonnenen durchschnittlichen kapazitiven Kopplungskoeffizienten. Damit lässt sich die in Abbildung 3.24 beobachtete Leistungsabhängigkeit der Photoantwort qualitativ verstehen: Erzeugt man bei geringen Laserleistungen nur wenige Löcher, so überlagert sich deren Einfluss additiv und man erhält eine mit der Laserleistung linear korrelierte Änderung im Leitwert. Erzeugt man jedoch viele Löcher gleichzeitig, so beginnen diese aufeinander einzuwirken und verhindern aufgrund ihrer gegenseitigen Abstoßung eine Positionierung aller Löcher in QPC-Nähe. Damit sättigt die Leitwertsänderung bei größeren Laserleistungen. Ebenso lässt sich die in Abbildung 3.23 gezeigte Abhängigkeit des Photoleitwerts von der Temperatur verstehen. Zum einen verändern sich aufgrund der Temperatur natürlich die Elektronentemperaturen in "source"- und "drain" und damit auch die durch die Fermi-Verteilung gegebenen Elektronenbesetzungen. Zum anderen verschiebt sich das Maximum der Photoantwort bei höheren Temperaturen aber auch hin zu positiveren Gatterspannungen. Dadurch kann man interpretieren, dass sich bei höheren Temperaturen weniger Löcher an den Ätzkanten des QPCs befinden und daher eine größere Gatterspannung V_G angelegt werden muss, um die maximale Photoantwort zu erhalten. Bei einer Temperatur von $T = 17$ K wird die thermische Energie $k_B T \sim 2$ meV vergleichbar mit der Subbandenergie des QPCs. Die Rekombination der räumlich getrennten Elektronen und Löcher wird durch thermische Aktivierung unterstützt und der Betrag der maximalen Photoantwort fällt ab.

Einfluss der optisch induzierten Elektronen Die optisch induzierten Elektronen können in mehrerlei Hinsicht zu einer Photoantwort beitragen. Zum einen geben sie nach ihrer Anregung während der Relaxation in den Fermi-See Energie an die umliegenden Elektronen ab und können daher die Elektronentemperatur T_S der "source"-Zuleitung erhöhen. Da die Temperatur der "drain"-Zuleitung als im Wesentlichen konstant angenommen werden kann, bildet sich aufgrund des Temperaturgefälles über den QPC eine Thermospannung aus [Hu 96], [Yamanaka 98], [Irmer 99]. Gleichzeitig erhöhen die photogenerierten Elektronen die zweidimensio-

nale Elektronenschichtdichte n_s im 2DES und damit die Fermienergie in einer Art Photodotierung [Rossler 08b]. Dieser Effekt wird daher 'Photodoping' genannt. Zum anderen können die photogenerierten Elektronen natürlich auch direkt als Photostrom wirken, falls sie die Barriere des QPCs überwinden und in der "drain"-Zuleitung vom Detektor nachgewiesen werden. Eine Abschätzung der Anzahl der erzeugten Elektronen hilft zu klären, ob dieser Effekt zum Tragen kommen kann:

Bei einer Laserleistung von $P_{\text{LASER}} = 1 \mu\text{W}$ enthält bei einer Laser - Repetitionsfrequenz von 76 MHz jeder Laserpuls eine Energie von

$$E_{\text{PULS}} = \frac{1 \mu\text{W}}{76 \text{ MHz}} = 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 81250 \text{ eV}. \quad (3.8)$$

Dies entspricht bei der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ ($E_{\text{PHOTON}} = 1.55 \text{ eV}$) einer Anzahl von 52500 Photonen pro Puls. Bei Messungen im "Spectromag" mit der Probe 4 gelangen allerdings bei einem Brennfleckradius von $10 \mu\text{m}$ und einem Aperturradius von $1 \mu\text{m}$ lediglich 1% der Photonen hindurch. Geht man anstatt von einer gleichmäßigen Beleuchtung der Apertur von einem Gaußschen Intensitätsprofil aus, so erhöht sich dieser Wert auf 12.5%. Da die Bandlücke von AlGaAs größer als die Energie der einfallenden Photonen ist, werden diese nur in den GaAs-Schichten absorbiert. Weiterhin hat die aktive Schicht des Quantentopfs eine Höhe von lediglich 25 nm und kann daher mit einem Absorptionskoeffizienten von etwa $\alpha_{\text{GaAs}} = \frac{8000}{\text{cm}}$ [Sturge 62] lediglich $1 - e^{-\frac{8000}{\text{cm}} \cdot 25 \text{ nm}} = 2\%$ des auf die GaAs-Schicht auftreffenden Lichtes absorbieren.

Damit ergibt sich unter Berücksichtigung der Apertur und des Absorptionskoeffizientens für die Anzahl der pro Puls im Quantentopf absorbierten Photonen und damit bei vollständiger Ionisierung der Exzitonen gleichbedeutend für die Anzahl der photoerzeugten Elektronen $N_e = 52500 \cdot 0.125 \cdot 0.02 = 130$. Bei Verwendung des Strahlzerhackers (Choppers) halbiert sich diese nochmals und ergibt dann 65 Elektronen pro Puls oder $5 \cdot 10^9$ Elektronen pro Sekunde. Dies entspricht einem Strom von 800 pA und ist damit geringer als die in der Photoantwort registrierten Stromstärken. Daher kommt hier kein direkt erzeugter Photostrom in Betracht. Gleichzeitig ist diese Anzahl konsistent mit der Annahme des Photodopings, da in der flächenmässig typischerweise $A_{\text{aktiv}} \approx 0.2 \text{ mm}^2$ großen aktiven Schicht einer nanostrukturierten Probe mit einer Flächenladungsträgerdichte von $n_s = 2.75 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ ungefähr $A_{\text{aktiv}} \cdot n_s \approx 5 \cdot 10^8$ Elektronen im 2DES zu finden sind und daher die zusätzlichen maximal $5 \cdot 10^7$ Elektronen während eines Chop-Zyklus ($f_{\text{CHOP}} = 100 \text{ Hz}$) eine merkliche Änderung der Fermienergie und damit (wie oben aufgeführt) des Probenleitwerts bewirken können. Dadurch lässt sich der in Abschnitt 3.3 beobachtete Effekt einer mittelstarken entfernungsunabhängigen Photoantwort bei Anregung des "source"- oder "drain"-2DES erklären.

Sowohl Photodoping als auch Photogating bewirken eine Veränderung des Probenleitwerts unter Laseranregung, wobei der Photogating-Effekt aufgrund seiner kapazitiven Koppelung vor allem in der unmittelbaren Nähe des QPCs auftritt und dort den größten Anteil an der Leitwertsänderung hat. Alle in diesem Kapitel bespro-

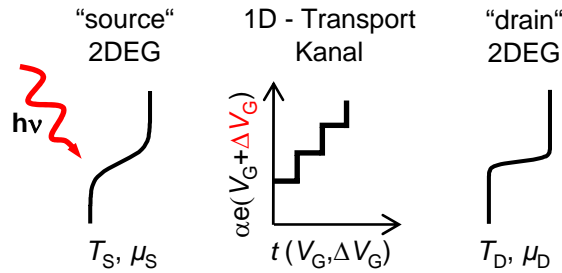


Abbildung 3.28: Einfaches Modell für die Beschreibung der Photoantwort eines QPCs: Die Elektronenbesetzung in den 2DES-Bereichen der “source”- beziehungsweise “drain”-Zuleitungen werden durch Fermi-Verteilungen mit der Temperatur T_S beziehungsweise T_D und dem chemischen Potential μ_S beziehungsweise μ_D mit $\mu_D - \mu_S = eV_{SD}$ modelliert, die Transferfunktion t des eindimensionalen Kanals durch eine von der Gatterspannung V_G und der durch die Laseranregung bewirkten Verschiebung in der Gatterspannung ΔV_G abhängigen Stufenfunktion.

chenen Effekte lassen sich im Bild dieser “photoinduzierten Leitwärtsänderung” oder auch kurz “Photoleitwert” verstehen. Die lineare Abhängigkeit der Photoantwort von der “source”-“drain”-Spannung zum Beispiel ist eine direkte Konsequenz aus der Tatsache, dass die Laseranregung lediglich den Leitwert der Struktur ändert und somit der Strom durch die Probe (und damit auch die Photoantwort) proportional zur über den QPC angelegten Spannung sein muss. Der Nachweis von photogenerierten Elektronen welche sich ballistisch über den QPC bewegen, also Photostrom, ist dem folgenden Kapitel 4 vorbehalten.

3.5.2 Numerische Simulationen

Das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Modell erlaubt somit mit wenigen Parametern die von Elektronen und Löchern verursachte Photoantwort numerisch zu simulieren. Abbildung 3.28 zeigt noch einmal skizzenhaft die dafür benutzten Größen: Die Elektronenzustandsbesetzungswahrscheinlichkeit auf der “source” - Seite wird durch eine Fermi-Funktion ausgedrückt, in welche das elektrochemische Potential μ_S der “source”-Seite sowie die durch die Laseranregung und anschließende Relaxation erhöhte Elektronentemperatur T_S auf der “source”-Seite eingeht. Die Transferfunktion $t(E)$ des QPCs wird durch die Heaviside-Stufenfunktion ausgedrückt, wobei die Energie der eindimensionalen Subbänder mit Hilfe des Kopplungskoeffizienten α über die angelegte Gatterspannung V_G und die durch das Photogating verursachte Gatterspannungsverschiebung ΔV_G durch $E = \alpha e(V_G + \Delta V_G)$ ausgedrückt wird. Die Elektronenzustandsbesetzung auf der “drain”-Seite wird wiederum durch eine Fermi-Funktion beschrieben, in welche das elektrochemische Potential μ_D und die Elektronentemperatur T_D der “drain”-Seite eingeht. Strom über den QPC fließt somit, wenn bei Integration über alle Energien die Anzahl der Elektronen, welche auf der “source”-Seite einen Elektronenzustand besetzen, gemäß der Transferfunktion

über den QPC können und auf der “drain”-Seite einen bisher unbesetzten Elektronenzustand einnehmen, ungleich der Anzahl der von “drain” nach “source” entgegenfließenden Elektronen ist.

Damit berechnet sich die in der Simulation benutzten Formel für den Leitwert durch Subtraktion der hin- beziehungsweise rücklaufenden Ströme zu

$$G(V_G) = \frac{1}{V_{SD}} \int_{-\infty}^{+\infty} t(E, V_G, \Delta V_G) \{f(E, \mu_S, T_S) [1 - f(E, \mu_D, T_D)] - f(E, \mu_D, T_D) [1 - f(E, \mu_S, T_S)]\} dE \quad (3.9)$$

Für die Simulation wurde aus den Messdaten eine durch die Laserbeleuchtung verursachte Gatterspannungsverschiebung von $\Delta V_G = 25$ mV sowie eine Erhöhung der “source”-Elektronentemperatur T_S um 3 K von $T_D = 6.5$ K auf $T_S = 9.5$ K bestimmt.

Abbildung 3.29 vergleicht die jeweils auf der linken Seite dargestellten Ergebnisse der Simulation mit den jeweils rechts dargestellten Messdaten. In Abbildung 3.29 a) sind die mit den oben genannten Parametern bei einer “source”-“drain”-Spannung von $V_{SD} = 1$ mV berechneten Daten für den Leitwert in Dunkelheit G_{aus} (schwarze Kurve) und für den Leitwert unter Beleuchtung G_{an} (rote Kurve) gezeigt. Man erkennt deutlich die Übereinstimmung zwischen der Simulation und den in Abbildung 3.29 b) gezeigten experimentellen Daten. Abbildung 3.29 c) berechnet die Differenz ΔG zwischen den beiden in Abbildung 3.29 a) gezeigten statischen Leitwertkurven G_{an} und G_{aus} . Vergleicht man dieses Ergebnis mit der aus den experimentellen Daten von Abbildung 3.29 b) gewonnenen Leitwertsdifferenz in Abbildung 3.29 d), so erkennt man deutlich, dass im Experiment zu höheren Gatterspannungen hin das zweite Maximum in ΔG betragsmäßig wesentlich kleiner als das erste ist, wohingegen in der Simulation jeweils immer der gleiche Betrag von ΔG erreicht wird. Eine derartige Beobachtung im Experiment wurde auch in [Wyss 95] im Rahmen eines Thermospannungsmodells mit einem unterschiedlichen Wärmetransport bei unterschiedlich weit geöffnetem QPC beschrieben. Im Rahmen des Photogatings kann man hingegen interpretieren, dass bei unterschiedlich weit geöffnetem QPC die Rekombinationswahrscheinlichkeit für die am Rand des QPCs befindlichen Löcher unterschiedlich groß ist und mit steigender Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeit somit der Einfluss des Photogatings schwindet. Um die Photoantwort bei Beleuchtungsmodulation besser zu beschreiben muss man noch einen dynamischen Faktor δ in das Modell einbringen. Dieser beschreibt mit $0 < \delta < 1$ eine mittlere Gatterspannung $V_G + \delta \Delta V_G$. Man nimmt an, dass die Leitwertkurve nach der Beleuchtung innerhalb des Modulationszyklusses nicht instantan auf G_{aus} sondern lediglich auf einen durch $G_{\text{aus,zwischen}}(V_G) = G_{\text{aus}}(V_G + \delta \Delta V_G)$ definierten mittleren Zwischenzustand zurückgeht. Dadurch erhält man die ac-Photoleitwertsdifferenz ΔG_{ac} über den QPC aus

$$\Delta G_{\text{ac}} = G_{\text{an}} - G_{\text{aus,zwischen}} \quad (3.10)$$

mit einer durch δ ausdrückbaren Frequenzabhängigkeit. Dabei ergibt sich in der in Abbildung 3.29 e) gezeigten Simulation für $\delta = 0.5$ (durchgezogene Kurve), $\delta = 0.9$

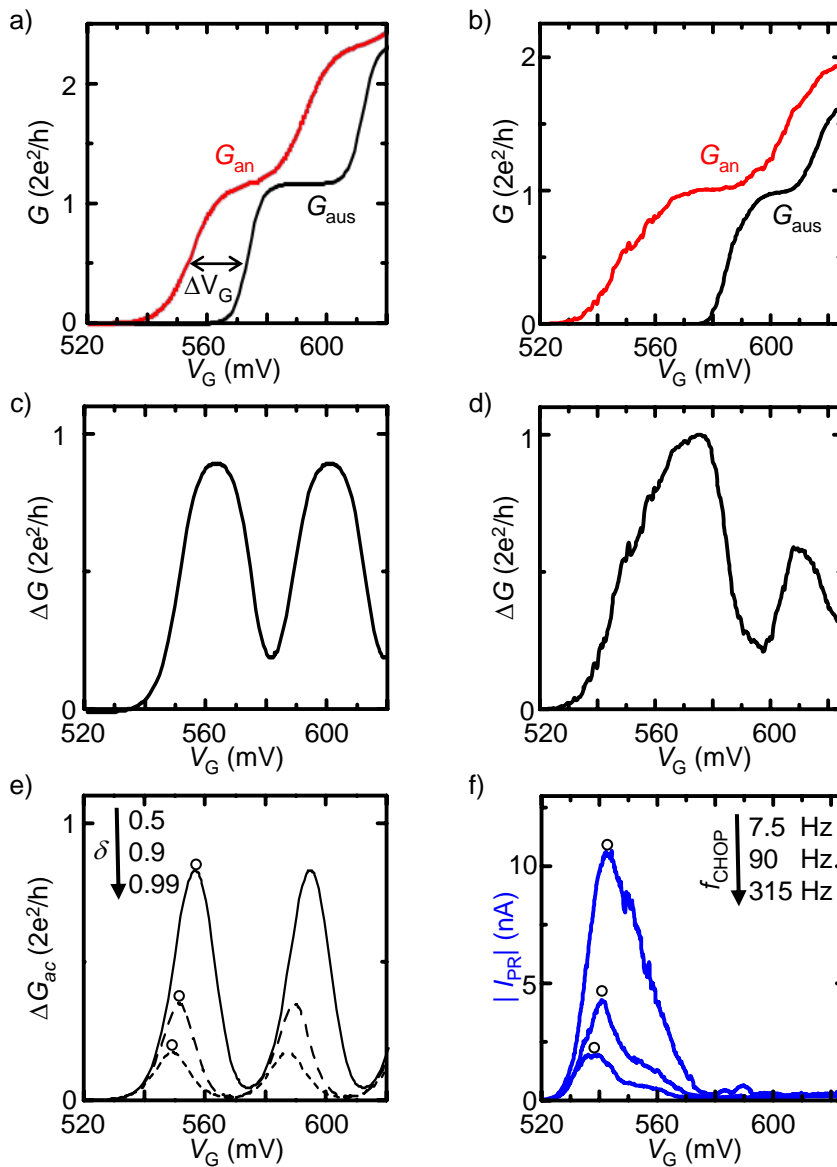


Abbildung 3.29: Vergleich der Simulation [linke Seite, also a), c) und e)] mit den experimentellen Messdaten [rechte Seite, also b), d) und f)] der Probe 4. a) Simulation des Leitwerts in Dunkelheit G_{aus} (schwarz) und unter Laseranregung G_{an} (rot) mit $V_{\text{SD}} = 1 \text{ mV}$, $T_{\text{D,aus}} = T_{\text{D,an}} = T_{\text{S,aus}} = 6.5 \text{ K}$ und $T_{\text{S,an}} = 9.5 \text{ K}$ mit einer optisch induzierten Gatterspannungsverschiebung von $\Delta V_G = 25 \text{ mV}$. b) Entsprechende experimentelle Daten wie schon in Abbildung 3.17 gezeigt. c) Rechnerische Differenz der simulierten Leitwertskurven aus a). d) rechnerische Differenz der gemessenen Leitwertskurven aus b). e) Simulierte Leitwertsdifferenz unter Einbezug der Dynamik durch den einen Zwischenzustand festlegenden Parameter δ . f) Experimentelle Photoantwort bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Die Kreise verdeutlichen die jeweiligen Maxima der Photoantwort.

(weit gestrichelte Linie) beziehungsweise $\delta = 0.99$ (eng gestrichelte Linie) ein Abfall der maximalen Leitwertsdifferenz auf 95 %, 40 % beziehungsweise 20 % des statischen Leitwertmaximums. Unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls der Amplitude mit der Modulationsfrequenz f_{CHOP}

$$A(f_{\text{CHOP}}) = A_0 e^{-\frac{f_{\text{CHOP}}}{f_0}} \quad (3.11)$$

mit einer typischen Frequenz f_0 beziehungsweise unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls der Amplitude mit dem Inversen der Abfallszeitdauer Δt

$$A(\Delta t) = A_0 e^{-\frac{\tau}{\Delta t}} \quad (3.12)$$

entspricht dies mit der typischen Abfallszeitkonstanten τ in der Simulation einer Abfallszeitdauer von $\Delta t = 20 \cdot \tau$, $\Delta t = 1.3 \cdot \tau$ beziehungsweise $\Delta t = 0.6 \cdot \tau$.

Vergleicht man die Simulationsdaten mit den in Abbildung 3.29 f) gezeigten experimentellen Photoantwortdaten welche für die Modulationsfrequenzen $f_{\text{CHOP}} = 7.5 \text{ Hz}$ (durchgezogene Kurve), $f_{\text{CHOP}} = 90 \text{ Hz}$ (weit gestrichelte Kurve) und $f_{\text{CHOP}} = 315 \text{ Hz}$ (eng gestrichelte Kurve) einen vergleichbaren Abfall der maximalen Photoantwort zeigen, so erkennt man für die ersten Maxima jeweils eine weitgehende Übereinstimmung der ac-Photoleitwertsdifferenz und der Photoantwort. Die Verschiebung der Maxima hin zu niedrigeren Gatterspannungen ist sowohl in der Simulation als auch in den experimentellen Daten erkennbar. Damit zeigt sich, dass das Modell die experimentellen Daten für das erste Maximum der Photoantwort sehr gut wiedergibt. Aus den schon oben aufgeführten Gründen verhält sich das Experiment nach Öffnen des QPCs anders als die Simulation, zum Beispiel ist das zweite Maximum in der Photoantwort wiederum kaum zu sehen.

3.5.3 Identifikation der Zeitkonstanten

In diesem Abschnitt wird die Zerfallskonstante τ bestimmt und ihre physikalische Bedeutung interpretiert. Schon aus den obigen Gegenüberstellungen von $20 \cdot \tau = \frac{1}{7.5 \text{ Hz}}$, $1.3 \cdot \tau = \frac{1}{90 \text{ Hz}}$ und $0.6 \cdot \tau = \frac{1}{315 \text{ Hz}}$ kann man einen Wert von τ im Bereich von $\tau = 5 \dots 8 \text{ ms}$ erwarten. Wesentlich genauer kann man diesen Wert durch Anpassung von Ausgleichsgeraden an die halblogarithmische Auftragung in Abbildung 3.30 a) bestimmen.

Hier ist noch einmal der Betrag der maximalen Photoantwort der flach geätzten QPC-Probe 4 bei verschiedenen Modulationsfrequenzen f_{CHOP} aufgetragen. Man kann in der halblogarithmischen Auftragung deutlich erkennen, dass es zwei verschiedene Abfallsprozesse mit unterschiedlichen Zeitkonstanten gibt. Im Bereich der Modulationsfrequenzen von $f_{\text{CHOP}} < 250 \text{ Hz}$ dominiert ein exponentieller Abfall mit einer Zeitkonstanten von $\tau_1 = 11.2 \pm 1.6 \text{ ms}$. Für höhere Frequenzen wird dieser Prozess unbedeutend und man erkennt einen zweiten exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten $\tau_2 = 2.4 \pm 0.1 \text{ ms}$. In Abbildung 3.26 b) wurde deutlich, dass sich die Gatterspannungsposition des Photoantwortmaximum bis $f_{\text{CHOP}} \approx 250 \text{ Hz}$ hin zu

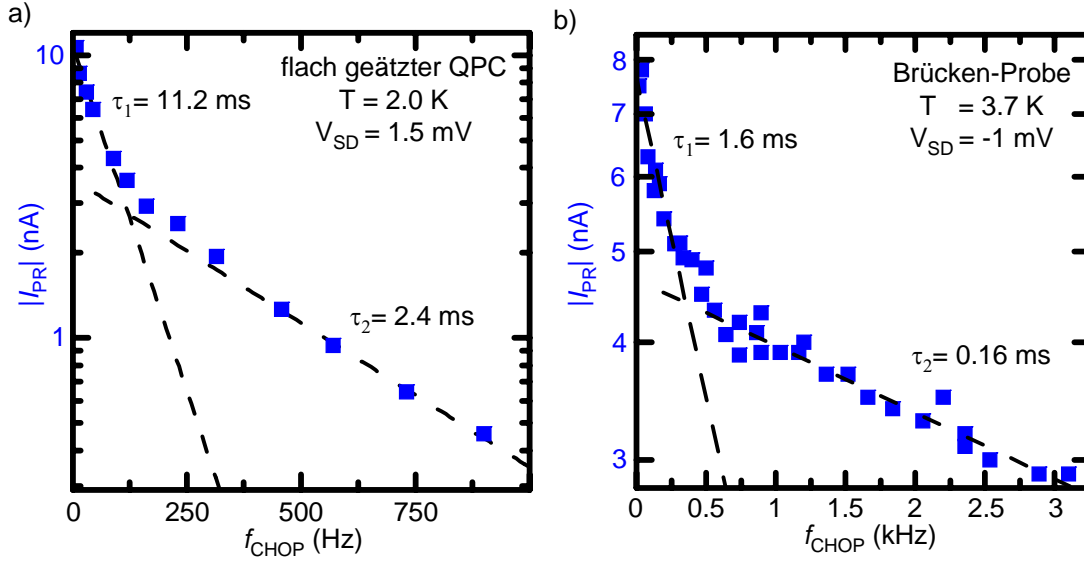


Abbildung 3.30: Abhängigkeit der maximalen Photoantwort $|I_{\text{PR}}|$ (blaue Rechtecke) von der Lasermodulationsfrequenz f_{CHOP} . a) Messungen im “Spectromag” an der Probe 4 (flach geätzter QPC). b) Messungen im “Microstat” an der Probe C2 (freitragenden Brücke mit planaren Seitengattern). Bei beiden Proben zeigt sich eine mit der Modulationsfrequenz monoton fallende Photoantwort. In halb-logarithmischer Auftragung lassen sich im Bereich niedriger und hoher Frequenzen gut exponentielle Zerfälle jeweils durch die gestrichelten Geraden anpassen. Daraus ergeben sich Zeitkonstanten von $\tau_1 = 11.2 \pm 1.6$ ms und $\tau_2 = 2.4 \pm 0.1$ ms für den flach geätzten QPC in a) und $\tau_1 = 1.6 \pm 0.2$ ms und $\tau_2 = 0.16 \pm 0.01$ ms für die Brücken-Probe in b).

niedrigen Spannungen entwickelt und für $f_{\text{CHOP}} > 250$ Hz wieder zu höheren Spannungen zurückkehrt. Zusammen mit der Beobachtung, dass in der Simulation durch die zunehmende Entfernung der dynamischen Dunkelleitwertskurve $G_{\text{aus,zwischen}}$ von der statischen G_{aus} -Leitwertskurve eine entsprechende Verschiebung in der Gatterspannungsposition des Photoantwortmaximum gegeben war, führt dies zur Interpretation der Zeitkonstante τ_1 als Rekombinationszeit der optisch induzierten und räumlich getrennten Elektronen und Löcher. Bei niedrigeren Modulationsfrequenzen und daraus resultierend langen Dunkelperioden haben die Ladungsträger lange Zeit für eine Rekombination. Die positive Raumladung baut sich ab und der Photogating-Effekt verschwindet, daher kann die Dunkelleitwertskurve G_{aus} erreicht werden und man misst die volle durch ΔG gegebenen Photoantwort. Bei größeren Modulationsfrequenzen jedoch reicht die Dunkelzeit nicht aus und die positive Raumladung wird nicht vollständig abgebaut. Daraus resultierend wird die Dunkelleitwertskurve auf $G_{\text{aus,zwischen}}$ verschoben und es wird eine reduzierte Photoantwort gemessen. Für Modulationsfrequenzen $f_{\text{CHOP}} > 250$ Hz verschieben sich die Maxima der Photoantwort wieder zu größeren Gatterspannungen und gleichzeitig erkennt man den Einfluss einer zweiten Zeitkonstante. Diese lässt sich analog als Einsatzkonstante

des Photogating-Effekts verstehen und beschreibt damit die Dynamik des Aufbaus der das Photogating bewirkenden positiven Raumladung. Nun wird also auch der statische Leitwert unter Beleuchtung G_{an} nicht mehr vollständig erreicht, die Leitwertskurve unter Beleuchtung verschiebt sich lediglich zu $G_{\text{an,zwischen}}$ und man erhält die weiter reduzierte Photoantwort aus $\Delta G_{\text{ac}} = G_{\text{an,zwischen}} - G_{\text{aus,zwischen}}$. Da sowohl der Raumladungsaufbau als auch die Rekombination in die Photoantwort eingehen, ist diese in komplexer Weise von der Geometrie und Rauigkeit der Ätzkanten sowie von strukturellen Fehlern der Nanostruktur abhängig.

Für die Brücken-Probe aus Abschnitt 3.3 zeigt sich in Abbildung 3.30 b) ein ähnliches Bild. Wieder sind zwei Zerfallsprozesse erkennbar. Diese haben die Zeitkonstanten $\tau_1 = 1.6 \pm 0.2 \text{ ms}$ und $\tau_2 = 0.16 \pm 0.01 \text{ ms}$. Aufgrund der kleineren Zeitkonstanten kann man auf einen in dieser Probe schnelleren Auf- und Abbau der für das Photogating nötigen Raumladungen schließen. Dies ist konsistent mit der Annahme von an den geätzten Oberflächen der Probe in wenigen Nanometern Abstand zum 2DES lokalisierten Löchern .

Kapitel 4

Photostrom

In diesem Kapitel werden Experimente mit einer höherfrequenten optischen Anregung im Frequenzbereich von bis zu 80 MHz gezeigt. Es stellt sich heraus, dass der im vorherigen Kapitel beschriebene Effekt der photoinduzierten Leitwertsänderung aufgrund seiner relativ hohen Zeitkonstanten im Millisekunden-Bereich für die genannten höherfrequenten Anregungen einen quasi-statischen Leitwertzustand generiert. Ausgehend von diesem quasi-statischen Leitwertzustand erlauben RF-“lock-in“-Experimente eine direkte Detektion der sich ballistisch über den QPC bewegendenden Elektronen. Der ballistische Photostrom wird in verschiedenen Messungen örtlich und spektral aufgelöst detektiert sowie mit numerischen Modellrechnungen verglichen. Die Ergebnisse des Kapitels werden voraussichtlich im Rahmen von [Hof 09a] und [Hof 09c] publiziert.

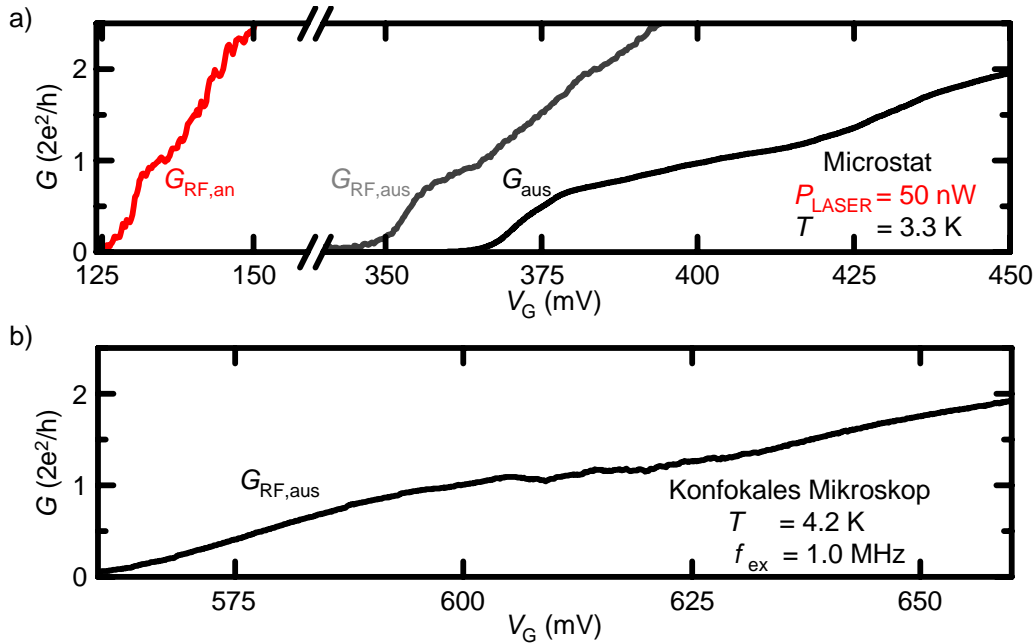


Abbildung 4.1: Leitwertmessungen des QPC1 der Probe 5. a) Messung im "Microstat"-Kryostaten. Der differentielle Leitwert G_{aus} wird wie in Kapitel 3 mit $f_{CHOP} = 117.3$ Hz, $v_{SD} = 20 \mu V$, $V_{SD} = 0$ mV ohne Laseranregung gemessen. Der differentielle RF-Leitwert $G_{RF,aus}$ wird bei einer Anregungsfrequenz von $f_{ex} = 76.7$ MHz mit $v_{SD} = 150 \mu V$ und $V_{SD} = -1$ mV in Dunkelheit gemessen. $G_{RF,an}$ wird bei ansonsten gleichen Bedingungen bei Laseranregung mit $\lambda = 800$ nm und $P_{LASER} = 50$ nW am Ort der maximalen Leitwertzunahme unter Beleuchtung gemessen. Auch unter Beleuchtung erkennt man noch die erste Leitwertstufe in $G_{RF,an}$. b) Messung des RF-Leitwerts ohne Beleuchtung $G_{RF,aus}$ im konfokalen Mikroskopaufbau bei $T = 4.2$ K, $V_{SD} = -1$ mV und $f_{ex} = 1$ MHz. Auch hier ist deutlich die erste Leitwertstufe zu erkennen.

4.1 RF-Leitwert

Sofern nichts anderes erwähnt ist, wurden alle Messungen in diesem Kapitel an der Probe 5 im "Microstat"-Kryostaten bei dessen Basistemperatur von $T_{BASIS} \approx 3.5$ K durchgeführt. Das Kryostatfenster wurde durch eine mit dem Kühlfinger verbundene Blende derart verkleinert, dass nur der zentrale Bereich der Probe durch einfallendes Licht erreicht werden kann, und somit die auf die Probe eingebrachte Energie der Hintergrundstrahlung minimiert wird. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben werden für die Experimente Radiofrequenz (RF) - taugliche Komponenten und Messgeräte verwendet.

Abbildung 4.1 zeigt Leitwertmessungen an dem QPC1 der Probe 5. Aufgrund der schlechteren Kühlleistung und der durch den optischen Zugang eingetragenen Energie ist die Temperatur der Elektronen im 2DES sowohl im "Microstat" als auch im konfokalen Aufbau höher als in den in Kapitel 3 gezeigten Messungen im

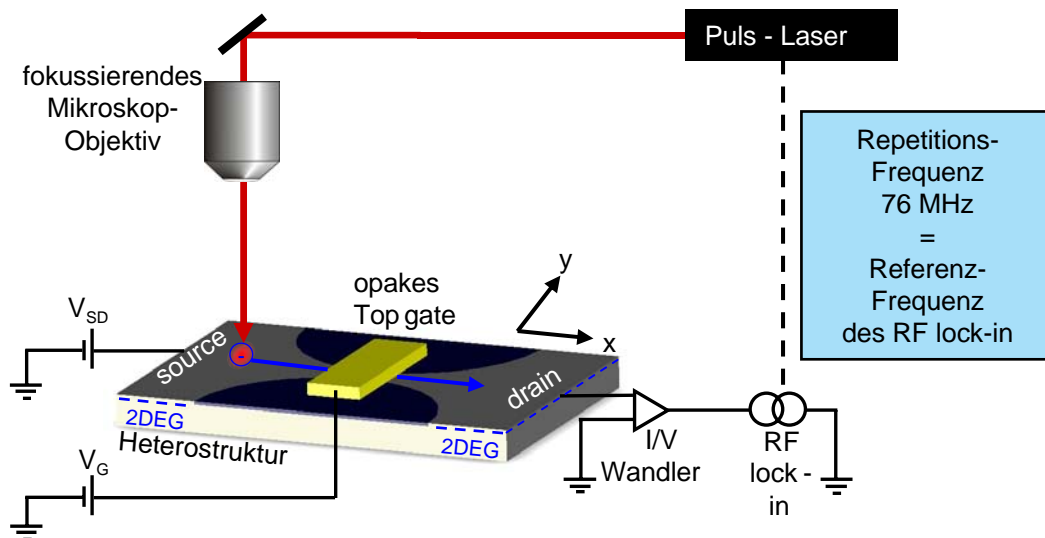


Abbildung 4.2: Skizze des RF-Photoantwortexperiments mit der flach geätzten QPC-Probe 5. Das 2DES der Heterostruktur wird durch die kreisförmigen Ätzflächen zu einem QPC eingeschnürt. Ein opakes Topgate aus Gold bedeckt den Teil der Probe direkt oberhalb des QPCs und schirmt diesen vor einfallendem Licht ab. Das mit f_{REP} gepulste Laserlicht wird durch ein Mikroskopobjektiv auf die xyz -positionierbare Probe fokussiert. Der RF-“lock-in“-Verstärker benutzt die vom Laser ausgegebene Repetitionsfrequenz f_{REP} als Referenzfrequenz und misst den mit dieser Frequenz modulierten Anteil des “source”-“drain”-Probenstroms in Abhängigkeit der Eigenschaften des eingestrahltten Lichts sowie der angelegten Topgate-Spannung V_G und “source”-“drain”-Spannung V_{SD} .

“Spectromag”. Dies äußert sich in einer wesentlich undeutlicheren Ausprägung der Leitwertsstufen, die Kurven sind “thermisch verschmiert”.

Bei abschließenden Messungen in konfokalen Mikroskop wurde ohne Beleuchtung die RF-Leitwertskurve in Abbildung 4.1 b) aufgenommen. Aufgrund der höheren Kabelkapazität und der Eigenschaften der verwendeten Laserdiode arbeitet man in diesem Aufbau mit Anregungsfrequenzen $f_{ex} < 10$ MHz. Die gezeigte RF-Leitwertmessung bei $f_{ex} = 1$ MHz und $T = 4.2$ K zeigt ebenfalls deutlich erkennbar die erste Leitwertstufe und demonstriert damit zusammen mit den folgenden Photostrommessungen die Tauglichkeit des konfokalen Aufbaus für weiterführende Messungen mit einer sub- μm -Ortsauflösung im Magnetfeld von bis zu 9 T [Hoegele 08].

4.2 RF-Photoantwort - Photostrom

In diesem Abschnitt werden Photoantwortmessungen an der Probe 5 im “Microstat”-Kryostaten vorgestellt. Dabei wird die Laserintensität der Anregung im Radiofrequenzbereich zwischen 100 kHz und 100 MHz moduliert. Da derart hohe Frequenzen nicht mehr durch den mechanischen Strahlzerhacker erreichbar sind, benötigt man

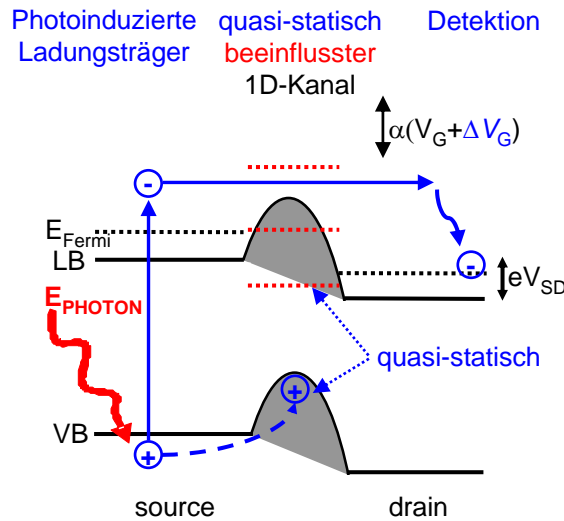


Abbildung 4.3: Modell des RF-Photostroms: Ein auf der “source”-Seite einfallendes Photon der Energie E_{PHOTON} (rot) generiert ein Elektron-Loch-Paar (blau). Durch interne elektrische Felder oder Überschussenergie aus der Anregung kann ein Elektron-Loch-Paar getrennt werden. Das Loch driftet aufgrund des QPC-Sattelpunktpotentials in Richtung des QPCs und verändert durch seine kapazitive Wirkung das elektrostatische Potential des eindimensionalen Kanals analog zum Anlegen einer zusätzlichen Gatterspannung von ΔV_G . Aufgrund der langen Zeitkonstante für diesen Vorgang stellt sich ein quasistatischer Zustand ein, und die Subbandböden des QPCs nehmen eine quasistatische Position ein. Ein Teil der erzeugten Elektronen bewegt sich ballistisch über den QPC und relaxiert erst im “drain”-Kontakt in dessen Fermi-See. Dort werden sie vom angeschlossenen RF-I/V-Wandler detektiert. Die “source”-“drain”-Spannung V_{SD} verändert den Energieabstand zwischen erzeugtem Elektron und Transportkanal sowie “drain”-Kontakt und erlaubt daher eine spektroskopische Betrachtung der Photoantwort.

einen schnelleren Intensitätsmodulator. Wird nichts anderes beschrieben, so werden in den vorgestellten Daten jeweils, wie in Abschnitt 2.2.3 ausgeführt, die Pulse des phasengekoppelten Ti:Sa-Lasers als periodische Anregung mit der Repetitionsfrequenz des Lasers benutzt und es gilt $f_{\text{ex}} = f_{\text{REP}} \approx 76$ MHz.

Abbildung 4.2 zeigt in einer Skizze den experimentellen Aufbau für die Messung der RF-Photoantwort. Der gepulste Laserstrahl wird durch ein Mikroskopobjektiv mit hoher numerischer Apertur (NA) auf einen Brennfleck mit circa $2 \mu\text{m}$ Durchmesser fokussiert (siehe Abschnitt 2.2.2). Die Probe ist relativ zu diesem Brennfleck durch Schrittmotoren positionierbar. Der flachgeätzte QPC ist durch ein $8 \mu\text{m}$ breites opakes Goldtopgate vor dem einfallenden Laserlicht geschützt. Über den angeschlossenen I/V-Wandler misst der RF-“lock-in”-Verstärker in Abhängigkeit der Eigenschaften des eingestrahlt Lichts sowie der angelegten Topgate-Spannung V_G und “source”-“drain”-Spannung V_{SD} diejenigen Variationen im Probenstrom, welche mit derselben Frequenz wie der anregende Laserstrahl moduliert sind. Diese Photo-

antwort enthält neben den durch den Laser verursachten Anteilen im Strom durch die Probe auch noch einen ortsunabhängigen, konstanten Anteil welcher durch eingekoppeltes Übersprechen in den Messkreis gelangt. Dieses ist selbst bei geschlossenem QPC und ohne Beleuchtung vorhanden und wurde in den hier präsentierten Daten jeweils bereits abgezogen. Aufgrund der frequenzabhängigen Unterdrückung der im vorherigen Kapitel vorgestellten photoinduzierten Leitwertsänderung erwartet man nur noch einen kleinen Beitrag dieses quasistatischen Effekts zur RF-Photoantwort.

Aufgrund der relativ langsamen photoinduzierten Leitwertsänderung stellt sich bei Anregung im MHz-Bereich wie in Abbildung 4.3 skizziert eine quasi-statische Verschiebung der eindimensionalen Subbandböden (und natürlich auch des parabelförmigen Subbandverlaufs im k -Raum) ein. Dies erlaubt, wie in der Skizze dargestellt, die Detektion eines Photostroms, also die Detektion derjenigen Elektronen, welche sich nach der Anregung aufgrund ihrer Überschussenergie oder elektrischer Felder von dem ihnen zugehörigen Loch entfernen und über den als Barriere wirkenden QPC in die “drain”-Region der Probe kommen, an der sie dann vom I/V-Wandler detektiert und in ein messbares Spannungssignal umgewandelt werden. Eine analog zu der in Abschnitt 3.5 ausgeführten Berechnung der Anzahl der erzeugten Ladungsträger ergibt in diesem Experiment aufgrund der wegfallenden Apertur und des Choppers bei vollständiger Ionisation und einer eingestrahnten Laserleistung von $P_{\text{LASER}} = 1000 \text{ nW}$ in etwa 1000 photogenerierte Elektronen pro Puls. Wenn alle diese photogenerierten Elektronen über den QPC gelangen würden, entspräche dies einem maximal detektierbaren Photostrom von 13 nA.

4.2.1 Örtlich aufgelöste RF-Photoantwortsmessungen

Misst man analog zu den in Kapitel 3 präsentierten örtlich aufgelösten Messungen die örtlich aufgelöste RF-Photoantwort, so ergibt sich das in Abbildung 4.4 gezeigte Bild: In Abbildung 4.4 a) sieht man die durch ein Lichtmikroskop gewonnene Aufsicht auf den untersuchten Probenbereich. Dabei zeichnet der Strom-Spannungswandler durch seine virtuelle Masse den hier links oben gezeigten “drain”-Kontakt (D) aus. Der links unten gezeigte “source”-Kontakt (S) kann energetisch durch die Spannung V_{SD} gegenüber “drain” verschoben werden. Dabei fungiert die nicht von einem Topgate bedeckte geätzte Einschnürung im “source”-Bereich aufgrund ihrer Breite von circa $1.5 \mu\text{m}$ noch als 2DES und muss nicht als eindimensionaler Kanal betrachtet werden [Thornton 89]. Der Transport über den von dem mittig links goldenen Topgate bedeckten QPC1 wird durch die lokale Laseranregung beeinflusst, und man erhält die in Abbildung 4.4 b) gezeigte örtlich aufgelöste RF-Photoantwort. Man erkennt deutlich ein unterschiedliches Verhalten der Photoantwort auf der “source”- beziehungsweise “drain”-Seite. Auf der direkt mit dem Strom-Spannungswandler verbundenen “drain”-Seite korreliert ein starkes Photoantwortssignal klar mit der Position der Ätzgräben (dunkle Bereiche im Mikroskopbild in a)). Bei Anregung an der Position des QPCs erscheint aufgrund des abschirmenden opaken Topgates kein Photoantwortssignal. Auf der “source”-Seite

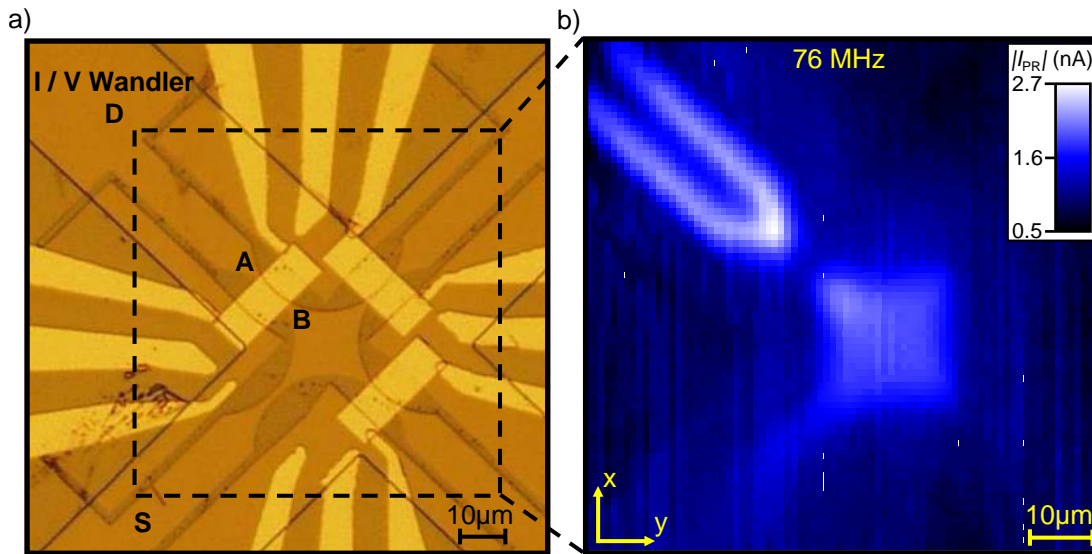


Abbildung 4.4: a) Mikroskopische Aufsicht des abgerasterten Ausschnitts der Probe 5. Der in b) gezeigte Bereich ist durch das gestrichelte Quadrat angedeutet. Der “source”-Kontakt (S) befindet sich im Bild links unten. Der den “drain”-Kontakt (D) auszeichnende Strom-Spannungswandler befindet sich links oben. b) In linearer Skala farbkodierte und örtlich aufgelöste Photoantwort bei Anregung mit $P_{\text{LASER}} = 0.8 \mu\text{W}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $f_{\text{ex}} = 76 \text{ MHz}$ bei $V_{\text{SD}} = -2 \text{ mV}$, $V_{\text{G}} = 330 \text{ mV}$ und $T = 3.3 \text{ K}$. Man erkennt auf der “drain”-Seite ein deutliches Photoantwortssignal an der Position der Ätzgräben. Auf der “source”-Seite hingegen erkennt man deutlich ein zur QPC-Achse symmetrisches Signal, welches aber nicht an den Ätzgräben sondern im aktiven 2DES lokalisiert ist. Das stärkste Photoantwort-Signal auf der jeweiligen Seite ergibt sich an den jeweiligen Positionen “A” beziehungsweise “B” direkt nach beziehungsweise vor dem vom Topgate bedeckten Bereich des QPCs.

hingegen ergibt sich über den gesamten sternförmigen Bereich in Verlängerung des QPCs ein Photoantwortssignal. Die geätzten Ränder bewirken auf dieser Seiten einen vernachlässigbar kleinen zusätzlichen Anteil an dem Photoantwortssignal.

Um diesen Befund zu bestätigen, werden in Abbildung 4.5 b) Daten der örtlich aufgelösten Photoantwort bei Vertauschung von “source”- und “drain”-Anschluss gezeigt, um dadurch Effekte probenspezifischer Natur auszuschließen. Der das “drain”-Niveau definierende Strom-Spannungswandler ist in Abbildung 4.5 im linken unteren Eck des in a) gezeigten Mikroskopbildes angeschlossen, die “source”-“drain”-Spannung wird am “source”-Kontakt im linken oberen Eck des Bildes angelegt. Man erkennt wiederum deutlich, dass die sternförmigen Ränder im zentralen Bereich der Probe das stärkste Photoantwortssignal geben. Dies entspricht wieder einem starken Photoantwortssignal an den begrenzenden Ätzgräben auf der “drain”-Seite der Probe. Gleichzeitig ist die Photoantwort auf der jetzigen “source”-Seite (links oben) nicht mehr an der Position der Ätzgräben lokalisiert, sondern findet im aktiven 2DES

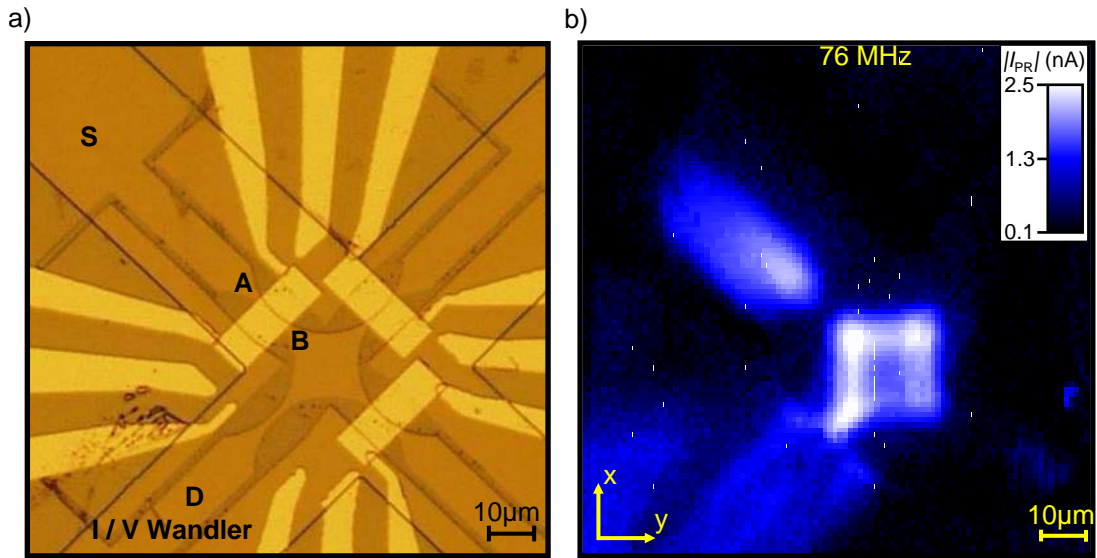


Abbildung 4.5: a) Mikroskopische Aufsicht des abgerasterten Ausschnitts der Probe 5. Der “source”-Kontakt (S) befindet sich im Bild links oben. Der den “drain”-Kontakt (D) auszeichnende Strom-Spannungswandler befindet sich links unten. b) In linearer Skala farbkodierte und örtlich aufgelöste Photoantwort des in a) gezeigten Bereichs bei Anregung mit $P_{\text{LASER}} = 1 \mu\text{W}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $f_{\text{ex}} = 76 \text{ MHz}$ bei $V_{\text{SD}} = -2 \text{ mV}$, $V_{\text{G}} = 330 \text{ mV}$ und $T = 3.3 \text{ K}$. Man erkennt wiederum auf der “drain”-Seite ein deutliches Photoantwortssignal an der Position der Ätzgräben. Auf der “source”-Seite hingegen erkennt man ebenfalls deutlich ein zur QPC-Achse symmetrisches Signal, welches erneut nicht an den Ätzgräben sondern im aktiven 2DES lokalisiert ist. Das stärkste Photoantwort-Signal auf der jeweiligen Seite ergibt sich an den jeweiligen Positionen “A” beziehungsweise “B” direkt vor beziehungsweise nach dem vom Topgate bedeckten Bereich des QPCs.

innerhalb des geätzten Kanals in Verlängerung und symmetrisch um die QPC-Achse statt.

Eine einfache Erklärung des oben beschriebenen Verhaltens kann im Rahmen der Modelle analog zu den Abbildungen 3.27 und 4.3 erfolgen, wenn man den QPC als hochohmige Verbindung zwischen dem “source”- und “drain”-2DES betrachtet. Wie in Kapitel 3 ausgeführt, herrschen an den geätzten Rändern der Struktur erhöhte elektrische Felder. Diese können die optisch induzierten Ladungsträger trennen. Sowohl die Löcher als auch die Elektronen bewirken eine Änderung der Ladungsträgerdichte des benachbarten 2DES (Fotodotierung) [Rossler 08a]. Diese geänderte Ladungsträgerdichte kann auf der “drain”-Seite vom Strom-Spannungswandler detektiert werden. Auch bei Anregung in der Nähe von Ätzkanten auf der “source”-Seite geschieht derselbe Prozess. Da allerdings der hochohmige QPC einer Detektion auf der “drain”-Seite vorgeschaltet ist, detektiert der Strom-Spannungswandler auf der “drain”-Seite die Leitwertsänderung bei Anregung auf der “source”-Seite nur als sehr schwachen Effekt. damit lässt sich das Auftreten beziehungsweise Verschwinden

der Photoantwort am Ort der Ätzkanten auf der “drain”- beziehungsweise “source”-Seite erklären. Das Auftreten einer Photoantwort in Verlängerung der QPC-Achse auf der jeweiligen “source”-Seite weist auf den in Abbildung 4.3 gezeigten Prozess eines direkten Photostroms hin. In dieser Interpretation können auf der “source”-Seite optisch induzierte Elektronen aufgrund ihrer Überschussenergie ballistisch über den Bereich des QPCs gelangen, relaxieren erst dort in den “drain”-Kontakt und werden darin schließlich durch den Strom-Spannungswandler nachgewiesen.

Ein derartiger Prozess sollte im Gegensatz zur Fotodotierung stark abhängig von der Entfernung zwischen dem Ort der Laseranregung und der Potentialbarriere des QPCs sein, da die ballistischen Elektronen, bevor sie durch Streuung ihre dafür nötige Überschussenergie verlieren, über die Barriere auf die “drain”-Seite gelangen müssen, um detektiert zu werden.

Abbildung 4.6 zeigt die Abhängigkeit der RF-Photoantwort von der Distanz d zum QPC bei verschiedenen eingestrahlenen Laserleistungen P_{LASER} . In Abbildung 4.6 a) ist die in in Abbildung 4.5 gezeigte örtlich aufgelöste Photoantwort mit dem “drain”-Kontakt links unten und dem “source”-Kontakt links oben zu sehen. Der gelbe Pfeil zeigt die Position des zur Auswertung der Entfernungsabhängigkeit benutzten Schnitts der örtlich aufgelösten Photoantwortsdaten entlang der QPC-Achse in der Mitte des geätzten Kanals. Diese Achse verläuft ausgehend von dem mit einer gelben “0” bezeichneten Zentrum des QPCs über die in Abbildung 4.5 a) definierte Position “A” der maximalen Photoantwort auf dieser Seite. Die Datenpunkte in Abbildung 4.6 b) sind aus entsprechenden Schnitten in örtlich aufgelösten Photoantwortsmessungen bei verschiedenen Laseranregungsleistungen P_{LASER} gewonnen. Bei allen Kurven zeigt sich ein Minimum der Photoantwort am Ort des QPCs. Dies ist auf das opake Topgate zurückzuführen, welche den QPC vor direkt einfallendem Laserlicht schützt. Der steile Anstieg der Photoantwort bei einer Entfernung von circa $5 \mu\text{m}$ vom QPC entspricht dem Übergang des Laseranregungsortes von dem abschirmenden Topgate auf das 2DES. Hier erreicht die Photoantwort ihren maximalen Wert, welcher abhängig von der eingestrahlenen Laserleistung P_{LASER} ist. Der anschließende entfernungsabhängige Abfall der Photoantwort kann jeweils durch eine angepasste abfallende Exponentialfunktion der Form $|I_{\text{PR}}| = I_C + I_0 e^{-\frac{d}{d_0}}$ genähert werden, welche in der Abbildung als durchgezogene Linie der jeweiligen Farbe dargestellt ist. Dabei bezeichnet I_C einen konstanten Anteil, d_0 eine charakteristische Abfalldistanz und I_0 den Ausgangswert des entfernungsabhängig abfallenden Anteils. Einen Sprung der Photoantwort in den Daten bei einer Entfernung von circa $40 \mu\text{m}$ erklärt sich durch die Geometrie des geätzten Kanals (siehe Abbildung 2.7 c)), welcher nach etwa $40 \mu\text{m}$ endet und dort in die weitläufige Mesastruktur übergeht. Daher wurden die Abfallskurven maximal bis zu einer Distanz von $40 \mu\text{m}$ angepasst. Abbildung 4.6 c) zeigt die verwendeten Parameter für die jeweiligen angepassten Abfallskurven. Man erkennt deutlich, dass sich der nicht von der Entfernung abhängige Anteil I_C im Bereich $I_C \approx 1...2 \text{ nA}$ befindet. Da dies für alle untersuchten Laserleistungen gültig ist, scheint sich der dafür verantwortliche Effekt schon im

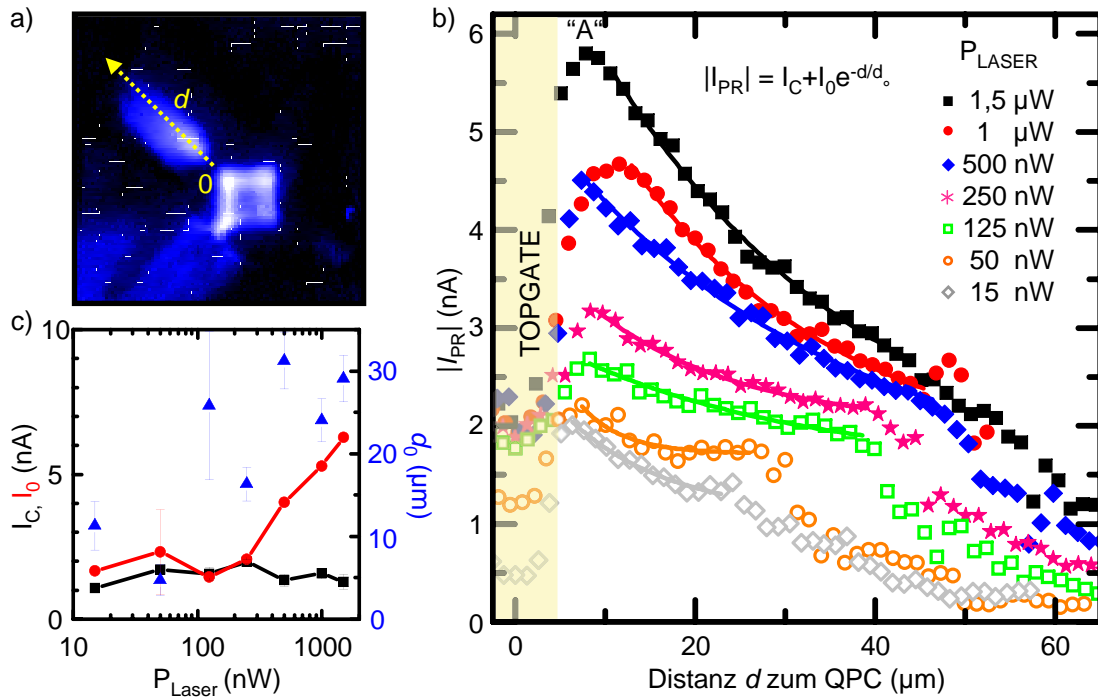


Abbildung 4.6: Untersuchung der Abhängigkeit der RF-Photoantwort von der Distanz zum QPC. a) Untersuchte RF-Photoantwort wie in Abbildung 4.5. Die gelbe Hilfslinie zeigt die Achse des QPCs an, entlang derer die Distanz d zum durch “0” markierten QPC-Zentrum gemessen wird. b) Abhängigkeit der RF-Photoantwort von der Distanz d zum QPC bei verschiedener eingestrahelter Laserleistung P_{LASER} (farbige Datenpunkte). Eine Stufe bei etwa $40 \mu\text{m}$ entspricht dem Wechsel zwischen Anregung im geätzten Kanal und Anregung auf der Mesa. Die durchgezogenen Linien zeigen an die Datenpunkte angepasste exponentielle Abfallskurven $|I_{\text{PR}}| = I_{\text{C}} + I_0 e^{-\frac{d}{d_0}}$ mit einem konstanten Anteil I_{C} , einer charakteristischen Abfalldistanz d_0 und dem Ausgangswert I_0 des variablen Anteils. c) Auftragung des konstanten Anteils I_{C} (schwarze Rechtecke), des Ausgangswert I_0 (rote Kreise) und der charakteristischen Abfalldistanz d_0 (blaue Dreiecke) der angeglichenen exponentiellen Kurven aus b) gegenüber der anregenden Laserleistung P_{LASER} .

Sättigungsbereich zu befinden. Ein derart entfernungsunabhängiger Effekt mit einer Sättigung in diesem Leistungsbereich ist uns in Kapitel 3 schon einmal begegnet und wird durch das Modell der Photodotierung erklärt [Rossler 08a]. Die beiden anderen Parameter d_0 und I_0 beschreiben den entfernungsabhängigen Anteil des Photoantwortsignals. Die charakteristische Abfallslänge d_0 ist dabei für größere Laserleistungen hinreichend gut bestimmt und beträgt in etwa $d_0 \approx 20 \dots 30 \mu\text{m}$. Dies steht in guter Übereinstimmung mit der nach 1.9 für diese Heterostruktur berechneten freien Weglänge l_{mfp} von etwa $15 \mu\text{m}$ bei Verwendung der spezifizierten Flächenladungsträgerdichte von $n_{\text{s}} = 2.75 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ in Dunkelheit. Da die Abmessungen der geätzten Strukturen im Bereich kleiner gleich dieser freien Weglänge liegen, kann

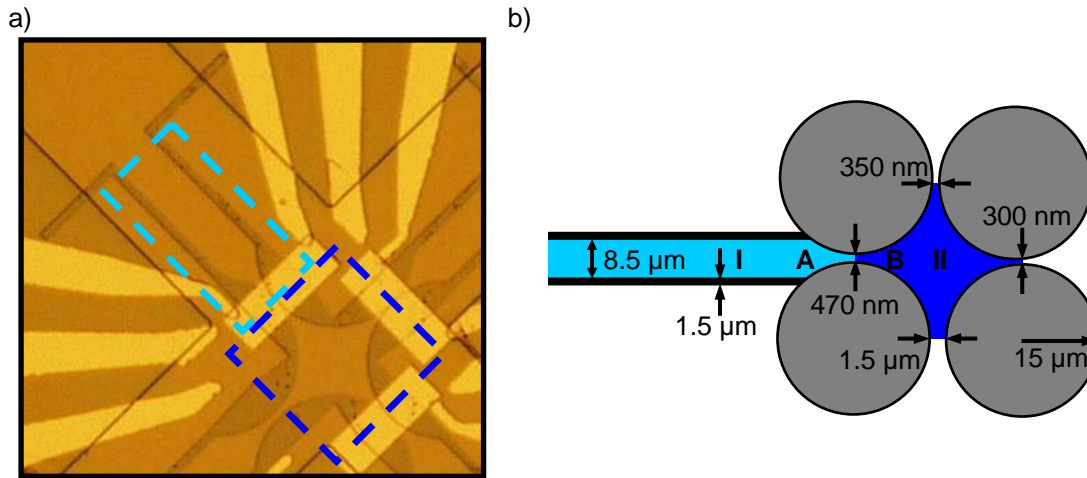


Abbildung 4.7: Übersicht der Probengeometrie. a) Mikroskopische Aufsicht der Probenoberfläche. Der türkis gestrichelt eingerahmte Bereich enthält den in b) türkis gezeichneten Bereich I, der durch die Ätzgräben begrenzt und auch als Kanal bezeichnet wird. Das dunkelblau gestrichelte Rechteck enthält den in b) blau gezeichneten und sternförmigen Bereich II. b) Skizze der geätzten Begrenzungen (grau und schwarz) mit entsprechenden Abmessungen. Der Photostrom bei Anregung in I oder II wird im Folgenden getrennt betrachtet. Zum Vergleich werden die RF-Photoantwortdaten hergezogen, dabei entspricht bei der Situation mit Anregung in I und Strom-Spannungs-Wandler an II dem Punkt A “source” und dem Punkt B “drain”. Bei Anregung in II und Strom-Spannungs-Wandler an I entspricht umgekehrt dem Punkt A “drain” und dem Punkt B “source”.

man von einem ballistischen Anteil des Signals ausgehen. Der Ausgangswert I_0 des entfernungsabhängigen Anteils der Photoantwort steigt bei steigender Anregungsleistung P_{LASER} mit an. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Annahme des ballistischen Transports von photoinduzierten Elektronen.

4.2.2 Simulationen zum örtlich aufgelösten ballistischen Photostrom

In Zusammenarbeit mit F. Kaiser von der Universität Augsburg wurden numerische Simulationen mit der von uns verwendeten Probengeometrie durchgeführt [Kaiser 09]. Die photoinduzierten Elektronen werden dabei als freie und nicht miteinander wechselwirkende Teilchen behandelt, welche elastisch an den Potentialstufen der Eingrenzungen reflektiert werden.

Zur Simulation der örtlich aufgelösten Photoantwort werden in einer Monte-Carlo-Simulation in der in Abbildung 4.7 b) gezeigten Geometrie der Ätzgräben auf einem Raster mit jeweils $1 \mu\text{m}$ Auflösung in x und y -Richtung an jedem Rasterpunkt in 10000 facher Wiederholung der Weg eines Elektrons mit zufällig gleichverteilter Anfangsimpulsrichtung simuliert und die Wahrscheinlichkeit seines Ankommens am

Ort des Detektors, welcher sich nahe des QPC-Zentrums befindet, berechnet. Dies wird getrennt durchgeführt für den in 4.7 b) gezeigten Bereich I eines geätzten Kanals und den Bereich II einer durch kreisförmige Ätzgräben begrenzten sternförmigen Struktur. Die Streuung an Phononen, welche den angeregten Elektronen Energie und Impuls entziehen kann, wird dabei durch den konstanten Parameter der mittleren freien Weglänge l_{mfp} in die Simulation eingebracht und für die verwendete Heterostruktur D040715A auf die berechneten $l_{\text{mfp}} = 15 \mu\text{m}$ gesetzt [Hof 08b]. Somit wird die Wahrscheinlichkeit der Detektion eines Elektrons noch mit dem exponentiell abfallenden Faktor $e^{-\frac{x}{l_{\text{mfp}}}}$ gewichtet, welcher die mittlere freie Weglänge l_{mfp} und die tatsächliche Länge x der durchlaufen Elektronentrajektorie für das jeweilige simulierte Elektron enthält und den Einfluss der Streuung beschreibt. Neben den Streuvorgängen im 2DES können die Elektronen zusätzlich bei der Wechselwirkung mit den Begrenzungen Energie verlieren. Dem wurde in der in Abbildung 4.8 gezeigten Simulation durch den Parameter einer energie- und impulsunabhängigen Absorptionsrate $0 \leq a \leq 1$ bei der Reflexion an den Rändern Rechnung getragen. Nach jeder Reflexion an den Begrenzungen verringert sich die Detektionswahrscheinlichkeit auf $1 - a$. Für $a = 0$ erhält man den verlustfreien Fall der rein elastischen Reflexion, also ein perfektes Elektronenbillard. Im entgegengesetzten Grenzfall $a = 1$ werden die Elektronen beim Treffen einer Begrenzung mit Sicherheit absorbiert und der Detektor registriert nur direkt eintreffende Elektronen ohne Reflexionen. Einen weiteren Parameter der Simulation stellt die Verarmungslänge l dar, welche die im Experiment geätzte begrenzende Fläche noch um eben dieses l in Richtung des intakten 2DES verlängert und somit sowohl den QPC als auch den Kanal verengt. Die Verarmung entwickelt sich im Experiment aufgrund des Ätzprozesses sowie in dem vom Topgate bedeckten Bereich reversibel einstellbar durch Anlegen einer Topgatespannung V_G . In Abbildung 4.8 a) wurden zum Vergleich noch einmal die örtlich aufgelösten RF-Photostromdaten der Abbildung 4.5 aufgeführt. Das gelb gestrichelt eingezeichnete Rechteck entspricht dem in der Simulation betrachteten Bereich I. b) zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation mit 10000 Elektronen ohne Absorption an den Wänden (also $a = 0$) und mit einer geometrischen Verengung des QPCs mit einem minimalen Abstand der Ätzkanten von 470 nm im Zentrum des QPCs und keiner zusätzlichen Verarmung (also $l = 0 \mu\text{m}$). Man erkennt eine entfernungsabhängige Detektionswahrscheinlichkeit w , welche mit der Distanz zum QPC abnimmt. Dies ist durch die Gewichtung der Elektronentrajektorien mit dem exponentiellen Abfallfaktor $e^{-\frac{x}{l_{\text{mfp}}}}$ begründet. Zieht man zusätzlich eine vollständige Absorption der Elektronen an den Rändern in Betracht ($a = 1$), und verhindert so Reflexionen, so ergibt sich die in Abbildung 4.8 c) gezeigte örtliche Verteilung der Detektionswahrscheinlichkeit. Man erkennt deutlich, dass nun nicht mehr im ganzen Kanal angeregte Elektronen den Detektor erreichen können, sondern dies nur noch innerhalb eines schmaleren Öffnungswinkels möglich ist, welcher durch den Radius der geätzten Kreise definiert ist. Dieselben Simulationen wurden genauso mit einer zusätzlichen Verarmungslänge von $l = 0.2 \mu\text{m}$ durchgeführt, das heißt der für die

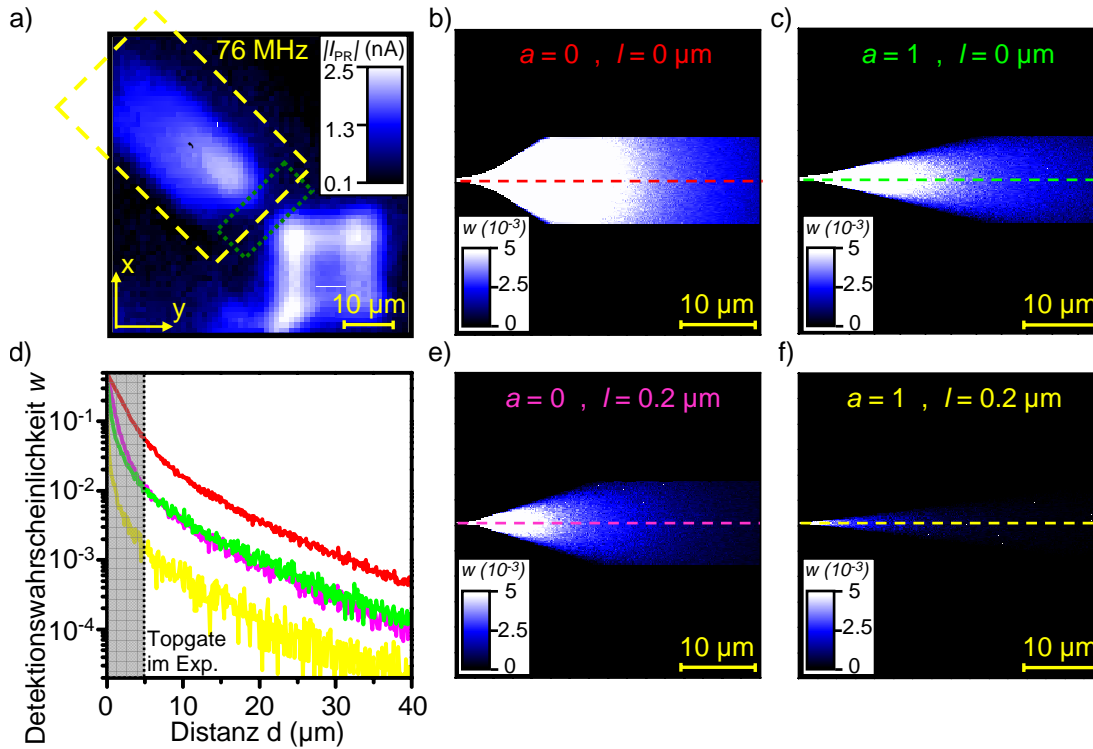


Abbildung 4.8: Simulation des Photostroms im äußeren geätzten Kanal. Alle Simulationen sind Monte-Carlo-Simulationen deren 10000 Elektronen eine gleichverteilte Impulsrichtung besitzen. Messgröße ist jeweils die Wahrscheinlichkeit w , dass ein Elektron den nahe am QPC-Zentrum positionierten Detektor erreicht. a) Experimentelle Daten der RF-Photoantwort aus Abbildung 4.5 zum Vergleich. Der gelb gestrichelt eingerahmte Bereich entspricht nach einer rechtsläufigen Drehung um 135° dem simulierten Bereich. Der grün gepunktete Bereich deutet die Position des opaken Topgates an. b) Simulation ohne Absorption an den Wänden ($a = 0$) und ohne zusätzliche Verarmung an den Rändern des QPCs ($l = 0 \mu\text{m}$). c) Simulation mit vollständiger Absorption an den Wänden ($a = 1$) und ohne zusätzliche Verarmung ($l = 0 \mu\text{m}$). d) Schnitte in den Simulationsdaten entlang der mit der jeweiligen Farbe gestrichelt eingezeichneten Geraden der QPC-Achse (rot für b), grün für c) rosa für e) und gelb für f)). Der grau angedeutete Bereich ist aufgrund des Topgates an der Probe 5 experimentell nicht zugänglich. e) Simulation ohne Absorption an den Wänden ($a = 0$) mit zusätzlicher Verarmung ($l = 0.2 \mu\text{m}$). f) Simulation mit vollständiger Absorption an den Wänden ($a = 1$) und zusätzlicher Verarmung ($l = 0.2 \mu\text{m}$).

Elektronen passierbare Bereich zwischen den geätzten Kreisen hat im Zentrum nur noch eine Breite von 70 nm . Für die in Abbildung 4.8 e) gezeigte Simulation ohne Absorption an den Rändern ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem Öffnungswinkel ähnlich wie in c). Führt man wie in Abbildung 4.8 f) zusätzlich die vollständige Absorption an den Kanten ($a = 1$) ein, so können nur Elektronen

nahe der QPC-Achse noch die Kreise ohne Berührung der Ränder durchschreiten, es ergibt sich also eine örtliche Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel. In jeden der Simulations-Graphen b),c),e) und f) wurde eine gestrichelte farbige Linie auf der QPC-Achse eingezeichnet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung entlang dieser Schnittgeraden wurde in der jeweiligen Farbe in Abbildung 4.8 d) aufgetragen. Man erkennt, dass unabhängig vom absoluten Wert der Wahrscheinlichkeit für größere Entfernungen zum QPC jeweils mit einer Geraden in der logarithmischen Auftragung ein exponentieller Abfall mit der Distanz zu beobachten ist. Dies ist vor allem durch die mittlere freie Weglänge begründet. Die Abweichung von dieser Geraden für kleinere Distanzen im Schaubild erklärt sich durch die endliche Ausdehnung des Detektors, aufgrund derer die Detektionswahrscheinlichkeit für sehr kleine Distanzen bei allen Kurven bis auf 50% ansteigt, da dann annähernd der gesamte Halbraum der gleichverteilten Impulsverteilung detektiert wird. Für die Kurven mit der zusätzlichen Verarmung von $l = 0.2 \mu\text{m}$ aus e) und f) ergibt sich ein vergleichbares Bild der Abfallskurven, auch wenn der Absolutwert der Detektionswahrscheinlichkeit aufgrund der nun effektiv kleineren Detektionsfläche wesentlich geringer ist.

Abbildung 4.9 zeigt eine Simulation mit den selben Parametern für eine Anregung im zentralen Bereich II. Wieder werden in a) zum Vergleich die experimentellen Daten aus Abbildung 4.4 dieses Bereichs gezeigt. Abbildung 4.9 b) zeigt eine Simulation für den Fall perfekter Reflexion ($a = 0$) an den Rändern ohne zusätzliche Verarmung ($l = 0$). Man erkennt, dass bei Anregung im gesamten Bereich II eine von 0 ungleiche Detektionswahrscheinlichkeit herrscht, auch wenn der direkte Zugang in den QPC deutlich durch einen Kegel mit von den Ätzkreisradien bestimmtem Öffnungswinkel durch eine höhere Detektionswahrscheinlichkeit ausgezeichnet ist. Führt man, wie in c) gezeigt, stattdessen eine vollständige Absorption an den Rändern ein ($a = 1$), so erreichen nur noch die Elektronen nahe der QPC-Achse den Detektor und man hat nur für die Anregungsorte in einem kleinen Öffnungswinkel um die QPC-Achse herum eine von Null verschiedene Detektionswahrscheinlichkeit. Betrachtet man wie in e) den Fall perfekter Reflexion ($a = 0$) mit zusätzlicher Verarmung an den Rändern ($l = 0.2 \mu\text{m}$), so ergibt sich wie in b) über den gesamten Bereich II eine Detektionswahrscheinlichkeit ungleich Null und eine erhöhte Detektionswahrscheinlichkeit innerhalb eines nun schmaleren Öffnungswinkels um die QPC-Achse. Insgesamt sind die Detektionswahrscheinlichkeiten aber geringer als in b), was wiederum auf die effektiv kleinere Detektorfläche zurückzuführen ist. Betrachtet man noch abschließend den Fall einer vollständigen Absorption an den Rändern ($a = 1$) mit zusätzlicher Verarmung ($l = 0.2 \mu\text{m}$), so erhält man wie in f) gezeigt nur innerhalb eines sehr engen Öffnungswinkels um die QPC-Achse eine dann auch nur sehr niedrige Detektionswahrscheinlichkeit. In jeden der Simulations-Graphen b), c), e) und f) wurde wiederum eine gestrichelte farbige Linie auf der QPC-Achse eingezeichnet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung entlang dieser Schnittgeraden wurde in der jeweiligen Farbe in Abbildung 4.9 d) aufgetragen. Man erkennt wiederum die gleichen Merkmale wie in Abbildung 4.8 d) des Kanals im Bereich I.

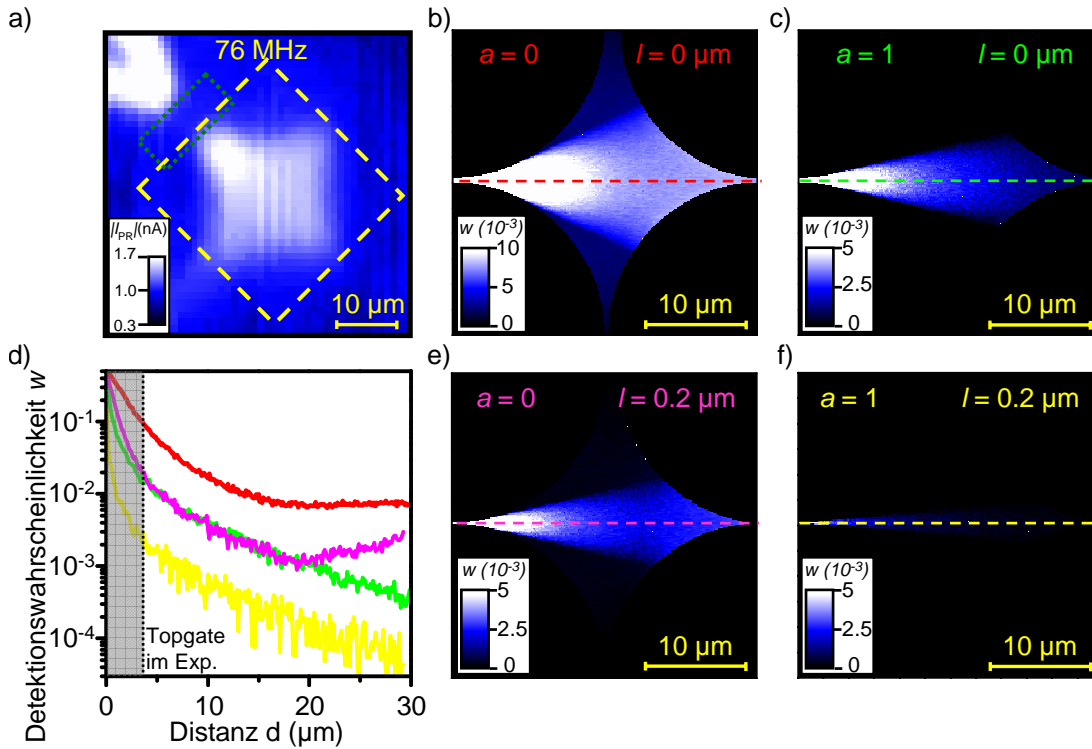


Abbildung 4.9: Simulation des Photostroms im sternförmig geätzten Probenzentrum. Alle Simulationen sind Monte-Carlo-Simulationen deren 10000 Elektronen eine gleichverteilte Impulsrichtung besitzen. Messgröße ist jeweils die Wahrscheinlichkeit w , dass ein Elektron den nahe am QPC-Zentrum positionierten Detektor erreicht. a) Experimentelle Daten der RF-Photoantwort aus Abbildung 4.4 zum Vergleich. Der gelb gestrichelt eingerahmte Bereich entspricht nach einer linksläufigen Drehung um 45° dem simulierten Bereich. Der grün gepunktete Bereich deutet die Position des opaken Topgates an. b) Simulation ohne Absorption an den Wänden ($a = 0$) ohne zusätzliche Verarmung ($l = 0 \mu\text{m}$). c) Simulation mit vollständiger Absorption an den Wänden ($a = 1$) ohne zusätzliche Verarmung ($l = 0 \mu\text{m}$). d) Schnitte in den Simulationsdaten entlang der mit der jeweiligen Farbe gestrichelt eingezeichneten Geraden der QPC-Achse (rot für b), grün für c), rosa für e) und gelb für f). Der grau angedeutete Bereich ist aufgrund des Topgates an der Probe 5 experimentell nicht zugänglich. e) Simulation ohne Absorption an den Wänden ($a = 0$) mit zusätzlicher Verarmung ($l = 0.2 \mu\text{m}$). f) Simulation mit vollständiger Absorption an den Wänden ($a = 1$) mit zusätzlicher Verarmung ($l = 0.2 \mu\text{m}$).

Ein starker Abfall bei geringen Distanzen begründet sich durch die endliche Ausdehnung des Detektors und der Probengeometrie. Weiter entfernt kommt vor allem der exponentielle Abfall aufgrund der mittleren freien Weglänge zum Tragen. Als zusätzliches Merkmal weisen die Kurven mit perfekter Reflexion (rote Kurve für b) beziehungsweise rosa Kurve für e) eine konstante beziehungsweise sogar wieder ansteigende Detektionswahrscheinlichkeit für große Entfernungen auf. Dies ist mit

der geometrischen Anordnung der kreisförmigen Begrenzungen zu erklären, welche bei Anregung nahe der QPC-Achse auf der rechten Seite der Struktur durch Reflexion viele der eintreffenden Elektronen verschiedenster Impulsrichtungen auf den Detektor ablenken. Die experimentell bisher gewonnenen Daten besitzen allerdings nicht die für eine sichere Identifikation dieses Effektes benötigte Auflösung beziehungsweise Signalstärke. Zukünftige Messung dieser Probe in dem in Abschnitt 2.2 genannten konfokalen Freistrahlmikroskop werden eine genauere Auflösung dieses Effekts ermöglichen. Ein Anstieg der experimentell ermittelten Photoantwort bei sich vergrößerndem Abstand zum QPC-Zentrum gäbe ein starkes Indiz für einen ballistischen Transport der optisch induzierten Elektronen innerhalb dieses Bereichs.

Der Interpretation der Messdaten in Abschnitt 4.2.4 vorgreifend sein an dieser Stelle schon erwähnt, dass ein Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Messdaten der örtlich aufgelösten Photoantwort aus Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 aufgrund einer ähnlichen räumlichen Verteilung auf einen wesentlichen ballistischen Anteil zum Photostrom hinweist, sowie darauf schliessen lässt, dass es an den begrenzenden Wänden der mesoskopischen Struktur wenigstens teilweise zu einer elastischen Streuung der Elektronen kommt.

4.2.3 Spektroskopie der RF-Photoantwort

In diesem Abschnitt werden spektroskopische Messungen der RF-Photoantwort vorgestellt. Dabei wird die Photoantwort bei Laseranregung mit $f_{\text{ex}} = 76$ MHz in Abhängigkeit von der angelegten Topgatespannung V_G sowie zusätzlich in Abhängigkeit von der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} aufgenommen. Dabei stellt $e \cdot V_{\text{SD}}$ eine Energie dar, welche mit der Überschussenergie der photoinduzierten Elektronen ($E_{\text{PHOTON}} - E_{\text{GaAs}}$) zu vergleichen ist (siehe Skizze des Modells in Abbildung 4.3). Da die Photonen in den gepulsten Experimenten allerdings aufgrund der Pulsdauer von lediglich 150 fs eine Energieunschärfe von etwa ± 6 meV besitzen, erwartet man auch bei energetisch klar definierten und voneinander getrennten Energieniveaus eine energetische “Verschmierung” der RF-Photoantwort in dieser Größenordnung.

Gatterspannungsabhängigkeit der RF-Photoantwort Abbildung 4.10 zeigt die Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort bei einer angelegten konstanten “source”-“drain”-Spannung von $V_{\text{SD}} = -5$ mV. Diese Daten entsprechen einem waagrechten Schnitt bei $V_{\text{SD}} = -5$ mV in den Spektroskopiedaten der Abbildung 4.13. Die Anregung erfolgt mit Laserlicht verschiedener Wellenlänge jeweils bei der Anregungsfrequenz $f_{\text{ex}} = 75.7$ MHz mit einer Laserleistung von $P_{\text{LASER}} = 50$ nW am Ort der maximalen Photoantwort auf der “source”-Seite. Dies entspricht in der Abbildung 4.5 einer Anregung am Punkt A. Für die Anregung mit Photonen oberhalb der Quantentopfenergie von 1.54 eV (das heißt mit $\lambda < 805$ nm) erkennt man in den Abbildungen 4.10 a) - c) deutlich zwei Bereiche der RF-Photoantwort. Zu Beginn zeigt sich ein steiler Anstieg des Photoantwortssignals mit steigender Gatterspannung. Daran schließt sich dann ein Bereich mit ausgeprägten Stufen in der

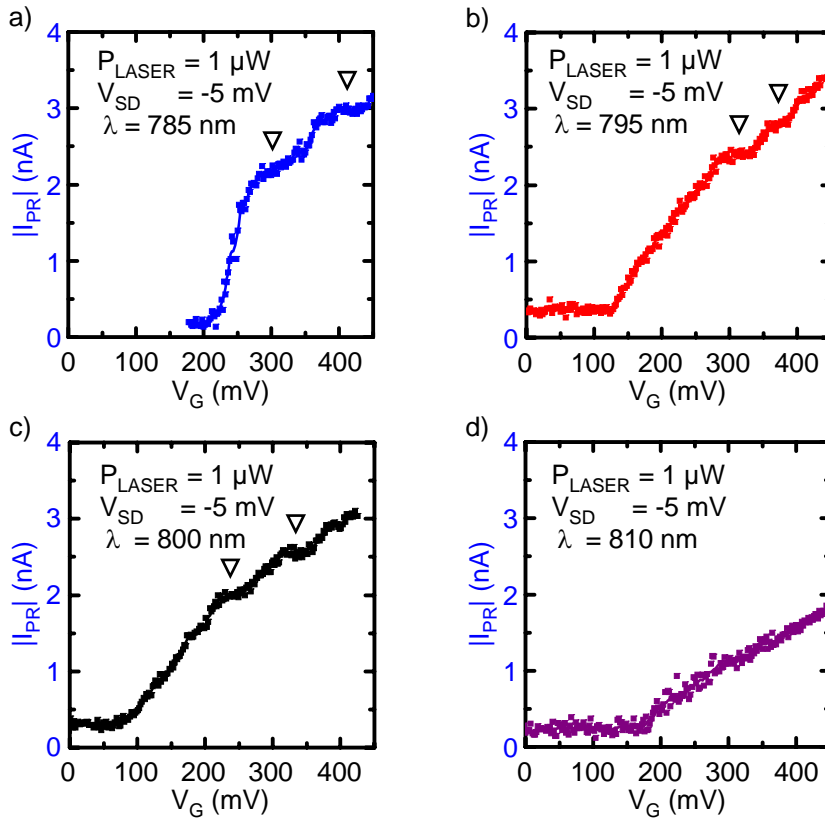


Abbildung 4.10: Gatterspannungsabhängigkeit der Photoantwort des QPC1 der Probe 5 bei Anregung am Ort maximaler Photoantwort auf der "source"-Seite bei $T = 3.4 K$, $V_{SD} = -5 mV$, $f_{ex} = 75.7 MHz$, $P_{LASER} = 50 nW$ und a) $\lambda = 785 nm$, b) $\lambda = 795 nm$, c) $\lambda = 800 nm$ und d) $\lambda = 810 nm$. Die farbigen Messdatenpunkte werden jeweils von einer geglätteten Kurve verbunden. Die eingezeichneten Dreiecke zeigen beispielhaft Stufen in der Photoantwort an.

Photoantwort an. Diese werden als eine Signatur des Transports über den Quantenpunktkontakt interpretiert. Für die in Abbildung 4.10 d) gezeigte Anregung mit Photonenenergien vor allem unterhalb der Quantentopfenergie ist dieses Verhalten nicht mehr deutlich zu erkennen.

Spektroskopie der RF-Photoantwort bei verschiedenen eingestrahlt Laserleistungen

Abbildung 4.11 zeigt eine spektroskopische Messung der RF-Photoantwort bei Anregung mit verschiedenen Laserleistungen P_{LASER} . In a) ist noch einmal analog zu Abbildung 4.6 die örtlich aufgelöste RF-Photoantwort gezeigt, dabei wird der durch seine maximal Photoantwort auf der "source"-Seite ausgezeichnete fixe Anregungsort für die in c)-e) gezeigten Graphen durch einen grünen Kreis markiert. In b), c), d) und e) ist die RF-Photoantwort in linear farbkodierter Skala gegenüber

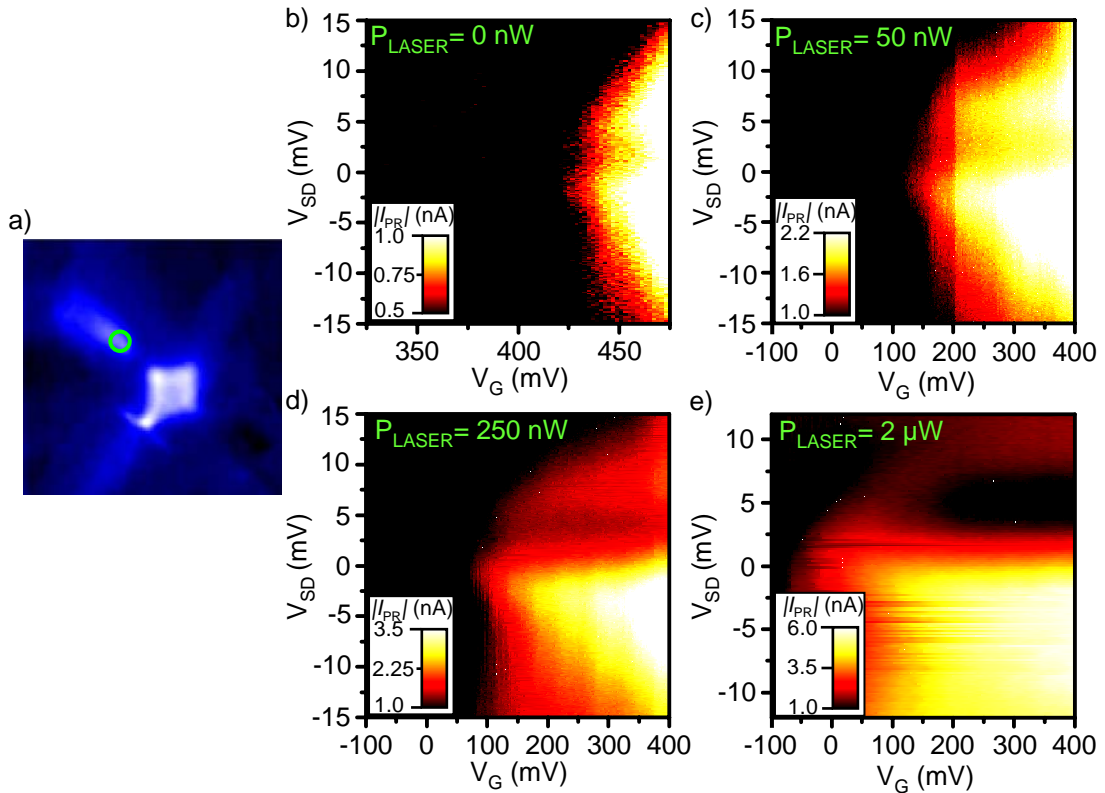


Abbildung 4.11: Spektroskopie der RF-Photoantwort bei Anregung mit verschiedenen Laserleistungen P_{LASER} auf der “source”-Seite mit $\lambda = 800$ nm und $f_{ex} = 76$ MHz . a) Örtlich aufgelöste RF-Photoantwort aus Abbildung 4.6. Der grüne Kreis zeigt die Anregungsposition auf der “source”-Seite an. Gezeigt wird in b), c), d) und e) die RF-Photoantwort in linear farbkodierter Skala gegenüber der Topgatespannung V_G und der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} . b) Experiment ohne optische Anregung: $P_{LASER} = 0$ nW. c) Anregung mit $P_{LASER} = 50$ nW. d) Anregung mit $P_{LASER} = 250$ nW. e) Anregung mit $P_{LASER} = 2$ μ W. Mit steigender Laserleistung ist deutlich eine sich intensivierende Asymmetrie der RF-Photoantwort in der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} erkennbar.

der Topgatespannung V_G und der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} aufgetragen. Abbildung 4.11 b) zeigt dabei die “Photoantwort” bei geblocktem Laserstrahl, also im Endeffekt eine Auswirkung des Rauschens bei $P_{LASER} = 0$ nW. Es ergibt sich erst bei sehr hohen Topgatespannungen eine auflösbare “Photoantwort”, da in Dunkelheit über den QPC erst bei diesen Topgatespannungen ein Strom fließen kann. Abbildung 4.11 c) zeigt in der selben Auftragung die RF-Photoantwort bei Anregung an der in a) bezeichneten Stelle mit $\lambda = 800$ nm und $P_{LASER} = 50$ nW. Man erkennt deutlich das aufgrund der quasistatischen Löcherbesetzung nun bei wesentlich niedrigeren Topgatespannungen von etwa $V_G \sim 150$ mV geschehende Einsetzen der RF-Photoantwort. Zugleich erkennt man eine sich ausbildende Asymmetrie zwischen der Photoantwort bei positiven und negativen “source”-“drain”-Spannungen. Diese

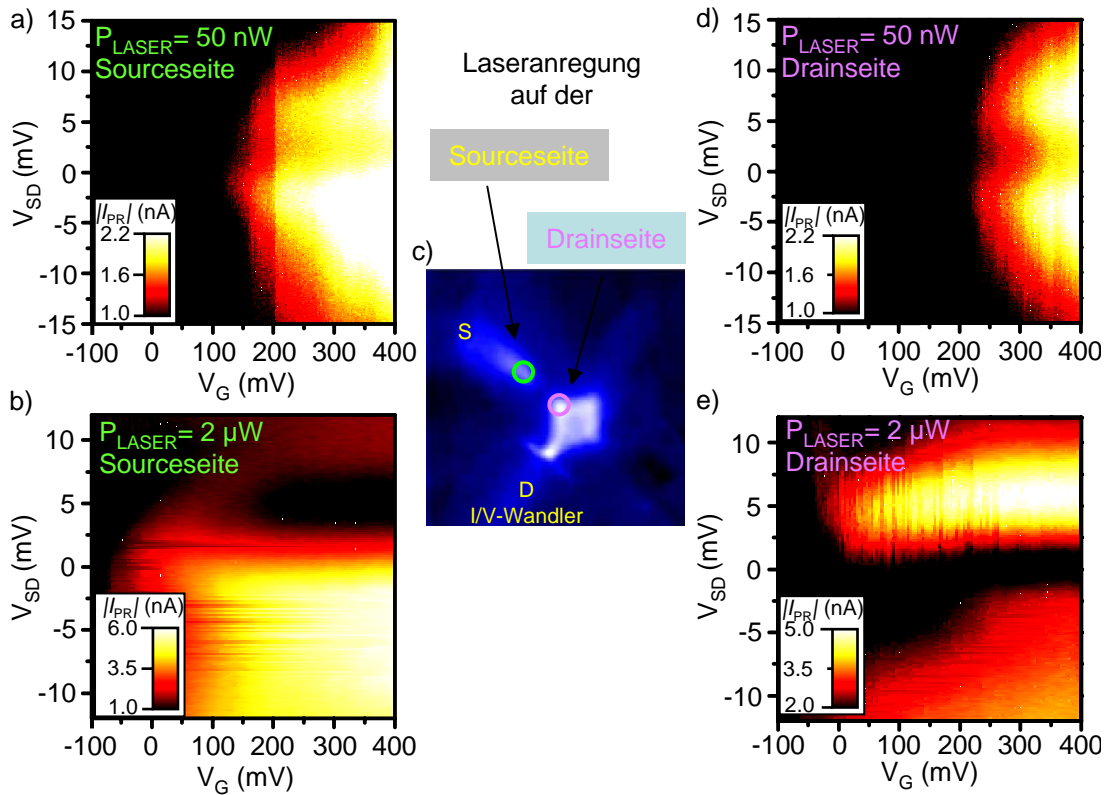


Abbildung 4.12: Spektroskopie der RF-Photoantwort bei $T = 3.5$ K und Anregung mit $f_{\text{ex}} = 76$ MHz auf der “source”- beziehungsweise “drain”-Seite. Gezeigt wird in a), b), d) und e) die RF-Photoantwort in linear farbkodierter Skala gegenüber der Topgatespannung V_G und der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} . c) zeigt die örtlich aufgelöste RF-Photoantwort aus Abbildung 4.6. Der grüne Kreis zeigt die Anregungsposition auf der “source”-Seite an, der lila Kreis diejenige auf der “drain”-Seite. a) Anregung auf der “source”-Seite mit $P_{\text{LASER}} = 50$ nW. b) Anregung auf der “source”-Seite mit $P_{\text{LASER}} = 2 \mu\text{W}$. d) Anregung auf der “drain”-Seite mit $P_{\text{LASER}} = 50$ nW. e) Anregung auf der “drain”-Seite mit $P_{\text{LASER}} = 2 \mu\text{W}$.

Asymmetrie wird bei der in den Abbildungen 4.11 d) und e) gezeigten Anregungen mit $P_{\text{LASER}} = 250$ nW beziehungsweise $P_{\text{LASER}} = 2 \mu\text{W}$ noch wesentlich deutlicher. Die Asymmetrie kann, wie im nächsten Abschnitt ausgeführt, als eine Signatur des photoinduzierten Elektronentransports über den QPC interpretiert werden und unterscheidet sich prinzipiell von dem in Kapitel 3 vorgestellten Photoleitwerteffekt, welcher im Wesentlichen nur den Leitwert des mesoskopischen Systems verändert und daher unabhängig von der Polarität der angelegten “source”-“drain”-Spannung V_{SD} ist.

Spektroskopie der RF-Photoantwort bei Anregung auf “source”- oder “drain”-Seite

Ein weiterer Hinweis auf die Natur des Photostroms ergibt sich aus der spektro-

skopischen Betrachtungen der RF-Photoantwort an verschiedenen Anregungsorten. Hierzu wird an den in Abbildung 4.12 c) definierten Punkten maximaler Photoantwort auf der “source”- und “drain”-Seite der Probe die RF-Photoantwort in Abhängigkeit von der “source”-“drain” Spannung V_{SD} und der Topgatespannung V_G gemessen. Als Ergebnis erhält man die in Abbildung 4.12 a), b), d) und e) dargestellte RF-Photoantwort in linear farbkodierter Skala in Abhängigkeit von V_G und V_{SD} . Dabei wird in a) und b) noch einmal die RF-Photoantwort bei Anregung am Ort der maximalen RF-Photoantwort auf der “source”-Seite bei Anregung mit $P_{LASER} = 50 \text{ nW}$ beziehungsweise $P_{LASER} = 2 \mu\text{W}$ wie in der vorhergehenden Abbildung dargestellt. Abbildung 4.12 d) und e) stellen die RF-Photoantwort bei Anregung am Ort der maximalen RF-Photoantwort auf der “drain”-Seite dar. Während in d) bei einer Anregungsleistung von $P_{LASER} = 50 \text{ nW}$ keine deutlichen Asymmetrien zu erkennen sind, wird bei einer Anregung von $P_{LASER} = 2 \mu\text{W}$ an dieser Stelle eine klar in V_{SD} asymmetrische Photoantwort erzeugt, welche der in Abbildung 4.12 b) gezeigten entgegengesetzt ist. Verdeutlicht man sich noch einmal das Modell aus Abbildung 4.3 so wird klar, dass nur jeweils die Elektronen zur RF-Photoantwort beitragen, welche ihr bei der Photoanregung miterzeugtes Loch verlassen und über den QPC gelangen. Für Anregung auf einer der beiden Seiten des QPCs bedeutet das aber, dass die Polarität der angeschlossenen “source”-“drain”-Spannung den Transport der optisch induzierten Ladungsträger über den QPC entweder hindert oder unterstützt, und sich daraus sowohl die Asymmetrie der RF-Photoantwort in der “source”-“drain”-Spannung als auch das entgegengesetzte Verhalten bei Anregung auf der “source”- beziehungsweise der “drain”-Seite in unmittelbarer Nähe des QPCs erklärt.

Spektroskopie der RF-Photoantwort bei verschiedenen Wellenlängen der Laseranregung

Abschließende spektroskopische Messungen untersuchen die Abhängigkeit der RF-Photoantwort von der Anregungslaserwellenlänge λ und damit von der Energie der einfallenden Photonen E_{PHOTON} . Angeregt wird an dem in Abbildung 4.13 a) mit einem Kreis markierten Ort der maximalen Photoantwort auf der sogenannten “source”-Seite (Position “A” aus Abbildung 3.21 a)) mit einer anregenden Laserleistung von jeweils $P_{LASER} = 50 \text{ nW}$. Man erkennt, dass für Anregungsenergien größer oder gleich der aus 2.2 c) gewonnenen Quantentopfenergie von $E_{QT} = 1.54 \text{ eV}$ bei $T \sim 4.2 \text{ K}$, also für die zwei Wellenlängen $\lambda = 795 \text{ nm}$ (entspricht $E_{PHOTON} = 1.56 \text{ eV}$) in b) und $\lambda = 805 \text{ nm}$ (entspricht $E_{PHOTON} = 1.54 \text{ eV}$) in c) die schon bekannten asymmetrischen Graphen entstehen. Aufgrund der geringen eingestrahlten Laserleistung ist die Asymmetrie jedoch nur schwach ausgeprägt. Bei der in d) gezeigten Anregung mit der Wellenlänge $\lambda = 821 \text{ nm}$ liegt die mittlere Photonenenergie $E_{PHOTON} = 1.51 \text{ eV}$ unterhalb der Quantentopfenergie und nur noch die energetischen Ausläufer der Photonenenergieverteilung besitzen die nötige Energie für eine Anregung über die Bandlücke in den Quantentopf hinein. Daher

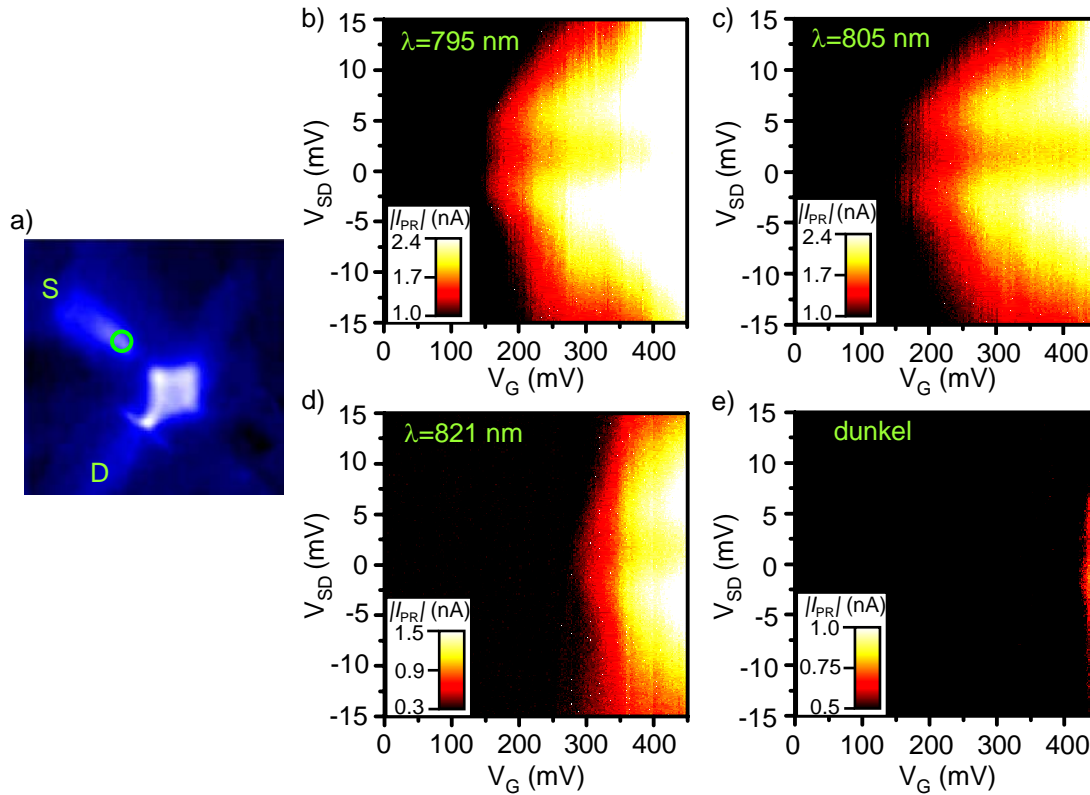


Abbildung 4.13: Spektroskopie der RF-Photoantwort bei Anregung mit Laserlicht verschiedener Wellenlänge λ und $f_{\text{ex}} = 76$ MHz auf der “source”-Seite . a) Örtlich aufgelöste RF-Photoantwort aus Abbildung 4.6. Der grüne Kreis zeigt die Anregungsposition auf der “source”-Seite (S) an. Gezeigt wird in b), c), d) und e) die RF-Photoantwort in linear farbkodierter Skala gegenüber der Topgatespannung V_G und der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} bei $T = 3.4$ K und $P_{\text{LASER}} = 50$ nW. b) Anregung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 795$ nm, c) $\lambda = 805$ nm beziehungsweise d) $\lambda = 821$ nm, was sich mit $E = 1.51$ eV energetisch unterhalb der der Quantentopfenergie von $E_{\text{QT}} = 1.54$ eV befindet. e) Experiment ohne optische Anregung.

verschieben sich entsprechende RF-Photoantwortswerte hin zu positiveren Topgatespannungen, und es ist keinerlei Asymmetrie mehr zu erkennen. Zum Vergleich wurde in Abbildung 4.13 e) eine Photoantwortsmessung bei geblocktem Laserstrahl gezeigt, welche wieder vor allem bei geöffnetem QPC das Rauschen des Stroms durch die Probe in dem vom “lock-in“-Verstärker untersuchten Frequenzbereich registriert.

4.2.4 Interpretation der experimentellen Photostrom-Daten

In diesem Abschnitt werden die in diesem Kapitel vorgestellten Messdaten noch einmal genauer betrachtet und phänomenologisch interpretiert.

Die in Abbildung 4.6 b) gezeigte ungefähr exponentielle Abhängigkeit der Pho-

toantwort von der Distanz zum QPC ist konsistent mit der Annahme eines ballistischen Transports von optisch induzierten Elektronen über den QPC und lässt auf eine freie Weglänge der Elektronen von $l_{\text{mfp}} \approx 15...30 \mu\text{m}$ schließen. Selbst im ungünstigen Fall einer freien Weglänge von lediglich $l_{\text{mfp}} = 15 \mu\text{m}$ zeigen sich in den klassischen “Elektronenbilliard”-Simulationen in Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9 deutliche Hinweise auf die vom jeweiligen Anregungsort abhängigen Transmissionswahrscheinlichkeit über den als geometrischen Engpass modellierten QPC. Ein Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Messdaten der örtlich aufgelösten Photoantwort aus Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 lässt aufgrund einer ähnlichen räumlichen Verteilung darauf schließen, dass es an den begrenzenden Wänden der mesoskopischen Struktur wenigstens teilweise zu einer elastischen Streuung der Elektronen kommt.

Die in Abbildung 4.11 gezeigte in Abhängigkeit von V_G und V_{SD} aufgenommene (“spektroskopierte”) Photoantwort $|I_{PR}|$ bei verschiedenen eingestrahlenen Laserleistungen P_{LASER} weist eine mit steigender Laserleistung stärker hervortretende Asymmetrie in der “source”-“drain”-Spannung V_{SD} auf.

Die in Abbildung 4.12 gezeigte Umkehrung der Asymmetrie bei Wechseln der Anregungsseite bestärkt die Interpretation eines über die Energiebarriere des QPCs detektierten Stroms von photoinduzierten Elektronen im Gegensatz zu den in der “source”-“drain”-Spannung symmetrischen Daten des photoinduzierten Leitwerts aus Kapitel 3.

Abbildung 4.13 zeigt in einer spektroskopischen Messung bei verschiedenen Wellenlängen und damit Photonenenergien des anregenden Lasers, dass die oben aufgeführten asymmetrischen Merkmale in der Photoantwort nur beobachtbar sind, falls die Photonenenergie eine elektronische Anregung im Quantentopf erlaubt.

Abbildung 4.14 a) zeigt nun die jeweilige minimale Gatterspannung am Abschnürpunkt für die Variation der Anzahl der photoinduzierten Ladungsträger (festgelegt durch eine Variation der optischen Leistung des einfallenden Laserlichts, schwarze Datenpunkte) sowie für eine Variation der Energie der photoinduzierten Ladungsträger, welche durch eine Variation der Wellenlänge des einfallenden Laserlichts festgelegt wird (blaue Datenpunkte). Man erkennt in der Abbildung deutlich, dass eine Erhöhung der Anzahl der photoinduzierten Ladungsträger, also eine steigende Laserleistung, ein (sättigbares) monotones Absinken der minimalen Gatterspannung zur Folge hat. Für eine Erhöhung der Energie der photoinduzierten Ladungsträger ergibt sich nur für einen Bereich von 840 nm bis etwa 800 nm ein monotones Absinken der minimalen Gatterspannung am Abschnürpunkt, für kleinere Wellenlängen steigt diese minimale Gatterspannung dann wieder an. Dies kann man durch die in Kapitel 1 aufgeführte Absorptionscharakteristik, durch eine fallende Anzahl von optisch induzierten Ladungsträgern bei einer konstanten Laserleistung und steigender Photonenenergie sowie durch einen beginnenden Einfluss der Anregung von LO-Phononen (siehe unten) interpretieren.

Die ursprüngliche Annahme, dass sich die Photonenenergie direkt in der Überschussenergie der sich ballistisch über den QPC bewegenden Elektronen widerspie-

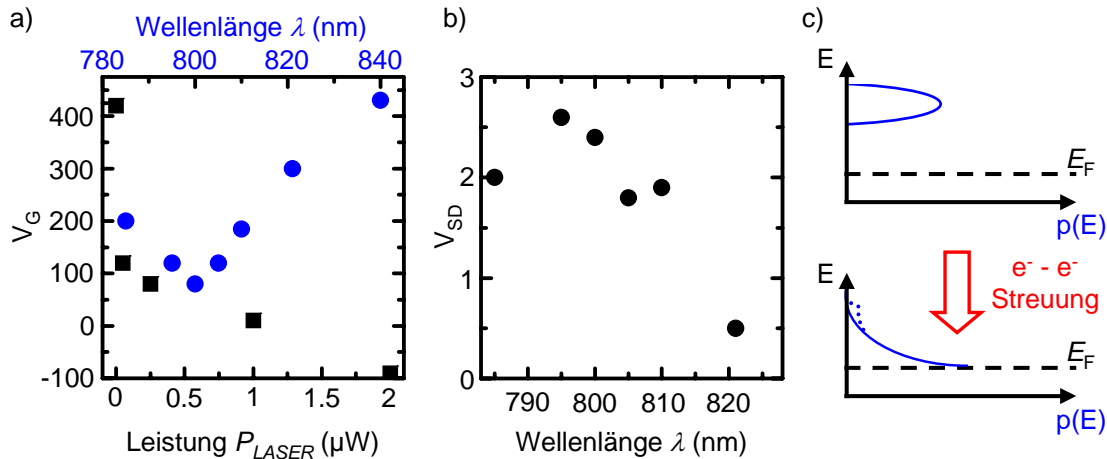


Abbildung 4.14: a) Abhängigkeit der jeweiligen minimalen Gatterspannung V_G am Abschürpunkt von der Anregungswellenlänge λ (blaue Datenpunkte bei $P_{LASER} = 50$ nW) beziehungsweise von der Laserleistung (schwarze Datenpunkte bei $\lambda = 800$ nm), gemessen bei jeweils $T = 3.4$ K und $f_{ex} = 76$ MHz. b) “source”-“drain”-Spannungswert des Minimums in der von V_{SD} abhängigen Photoantwort (vertikaler Schnitt bei $V_G = 400$ mV in den wellenlängenabhängigen spektroskopischen Daten aus Abbildung 4.13. c) Skizze der energetischen Verteilung der photoinduzierten Elektronen direkt nach der Anregung (oben). Durch Elektron-Elektron-Streuung wird diese Verteilung sehr schnell und effizient in eine energetische Verteilung mit einem Schwerpunkt nahe der Fermienergie überführt (unten). Für Zeitpunkte in der Größenordnung der Streuzzeit kann die Verteilung noch Merkmale der induzierten heißen Elektronenverteilung enthalten (schwach gepunktet eingezeichnet).

gelt, wird durch die Messdaten der Abbildung 4.14 b) falsifiziert, da sich in diesem Fall mit steigender Photonenenergie (also fallender Wellenlänge) eine dementsprechende energetische Verschiebung der Photoantwort bezüglich der “source”-“drain”-Spannung ergeben sollte. Abbildung 4.14 b) zeigt eine Auswertung der aus Abbildung 4.13 gewonnenen Position des jeweiligen Minimums der Photoantwort bezüglich V_{SD} . Man erkennt eine von der einfallenden Wellenlänge abhängige Verschiebung in V_{SD} , welche energetisch aber nicht direkt mit der Überschussenergie des erzeugten Elektrons (circa 40 meV bei $\lambda = 780$ nm) vergleichbar ist. Dies lässt sich durch stattfindende Elektron-Elektron-Streuung erklären. In [Schaepers 95] wurde gezeigt, dass schon bei einer Überschussenergie von etwa 4 meV (relativ zur Fermieenergie) ballistische Elektronen vor allem durch Elektron-Elektron-Streuung gestreut werden. [Snoke 92] zeigte für den dreidimensionalen Fall eine durch Elektron-Elektron-Streuung vermittelte Relaxation der nach der Anregung gaussförmigen energetischen Zustandsverteilung hin zu einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Durch [Goodnick 88] und [Kane 96] wurde gezeigt, dass dieser Effekt auch in zweidimensionalen Quantentöpfen besteht und der Einfluss der Elektron-Elektron-Streuung im Zweidimensionalen noch stärker beiträgt als im Dreidimensionalen. Die Streu-

rate $\frac{1}{\tau_{ee}}$ der Elektron-Elektron-Streuung ist sowohl abhängig von der Dimensionalität des Systems als auch von der Überschussenergie $\Delta = E - E_F$ der Elektronen relativ zur Fermienergie E_F [Giuliani 82]. Nach Berechnungen in [Chaplik 71] ist die Streurrate für ein zweidimensionales Elektronensystem proportional zu $\Delta^2 \ln \Delta$. [Sivan 89] zeigte, dass ballistische Elektronen mit einer Überschussenergie kleiner der LO-Phononenenergie (circa 35 meV) im 2DEG eine mittlere freie Weglänge für die Energierelaxation in der Größenordnung von Mikrometern haben. Die in unserem Experiment photoinduzierten ballistischen Elektronen besitzen eine Geschwindigkeit v größer gleich der Fermigeschwindigkeit von $v_F = 2.3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und benötigen für die mindestens $4 \mu\text{m}$ lange Strecke zwischen Laseranregungsort und QPC daher eine Zeit von etwa

$$t_{\text{TRANSIT}} = \frac{\Delta x}{v} \approx \frac{4 \mu\text{m}}{2.3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \approx 20 \text{ ps.} \quad (4.1)$$

Während dieser Zeit kommt es bei der vorherrschenden Ladungsträgerdichte dabei aufgrund einer Streuzeit im einzelnen Pikosekundenbereich [Schaeppers 95] zu einigen Elektron-Elektron-Wechselwirkungen und die Elektronen verteilen dadurch auf dieser Wegstrecke einen Teil ihrer Überschussenergie ins Elektronenensemble. Der energetische Schwerpunkt der Verteilung der ballistischen Elektronen $< E^{\text{OPT}}$ befindet sich daher nach Überqueren des QPCs größtenteils energetisch knapp oberhalb der Fermienergie. Die durch die Elektron-Elektron-Streuung bewirkte Entwicklung der energetischen Verteilung der photoinduzierten Elektronen ist in Abbildung 4.14 c) skizzenhaft aufgezeigt. Eventuell lassen sich aufgrund der vergleichbaren Streu- und Transitzeiten im ps-Bereich in diesem Experiment mit Hilfe eines mit verfeinerter Energieauflösung ausgestatteten Messaufbaus sogar noch Effekte der Entwicklung der anfänglich induzierten heißen Elektronenverteilung verfolgen (gestrichelt eingezeichnet). Aufgrund der Abhängigkeit der Elektron-Elektron-Streuung vom energetischen Abstand zur Fermienergie kann dies effektiv zu einer Verschmälerung der Überschussenergieverteilung führen. Dadurch wird verständlich, warum sich im Experiment trotz einer Energieunschärfe der Anregung von $\Delta E_{\text{PHOTON}} \approx 13 \text{ meV}$ die Leitwertstufen des QPCs beobachten lassen, obwohl die Subbandböden des QPCs einen wesentlich kleineren Energieabstand von $\Delta E_n \approx 3 \text{ meV}$ besitzen.

Abbildung 4.15 a) zeigt nun noch einmal vergrößert die spektroskopischen Daten für eine Anregung auf der “source”-Seite mit $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_{\text{ex}} = 76 \text{ MHz}$ und $P_{\text{LASER}} = 250 \text{ nW}$ aus Abbildung 4.11 d). Neben der sich durch die bei positiven “source”-“drain”-Spannungen V_{SD} kaum vorhandene Photoantwort begründenden Asymmetrie erkennt man für die blauen Konturlinien gleicher Photoantwort einen stufenförmigen Verlauf. Dieser ist in Abbildung 4.15 b) skizziert und lässt sich mit Hilfe der in den ellipsenförmigen Einschüben aufgeführten energetischen relativen Position zwischen dem chemischen Potential μ_S beziehungsweise μ_D des “source”- beziehungsweise “drain”-Kontakts (blau), dem energetischen Schwerpunkt der optisch induzierten Elektronenverteilung (blau gepunktet) sowie den Subbändern beziehungsweise Subbandböden des QPCs (rot) erklären. Dabei wurde der thermisch ver-

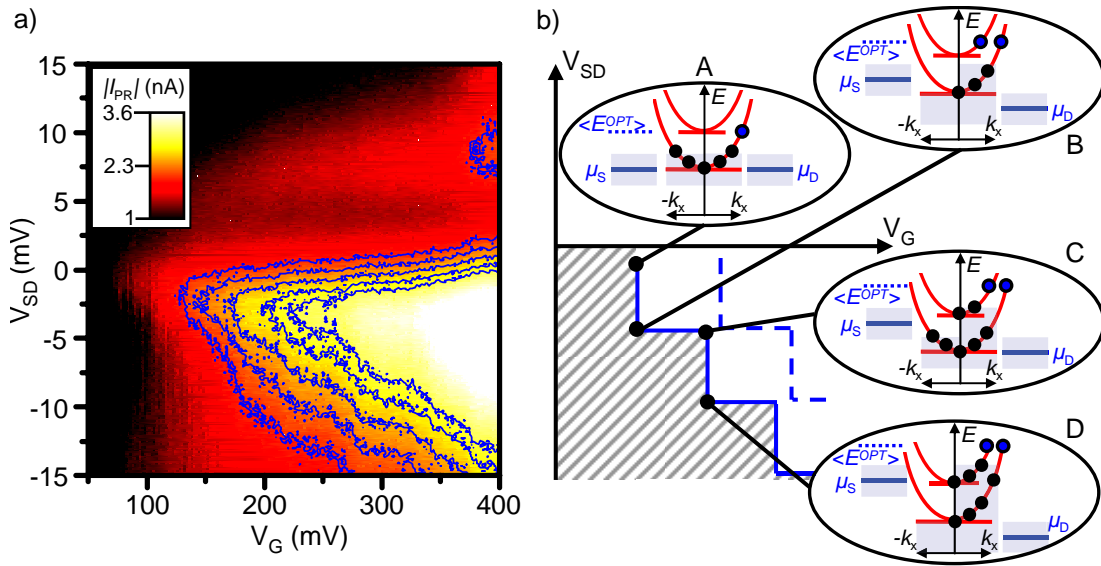


Abbildung 4.15: a) Spektroskopie der in linear farbkodierter Skala dargestellten RF-Photoantwort $|I_{PR}|$ bei Anregung mit $\lambda = 800$ nm, $f_{ex} = 76$ MHz und $P_{LASER} = 250$ nW (aus Abbildung 4.11 d). Die in blau eingezeichneten Konturlinien zeigen Spannungskombinationen an, für die $|I_{PR}| = 2, 2.25, 2.5, 2.75$ beziehungsweise 3.0 nA gilt. b) Skizze der stufenförmigen Konturlinien (blau). Die schwarzen Punkte zeigen Spannungskombinationen an, für die innerhalb der entsprechenden ellipsenförmigen Einschübe die energetischen Positionen von “source”- und “drain”-Fermi-niveau (blau) und Subbändern beziehungsweise Subbandböden des QPCs (rot) skizziert sind.

schmierte Bereich um die “source”- beziehungsweise “drain”-Kontakte stark überhöht blau schattiert angedeutet. Man erkennt nun in den Einschüben die jeweils an den dargestellten Punkten geltenden energetischen Einstellungen. Für die kleinste Gatterspannung und annähernd keine “source”-“drain”-Spannung (Einschub A) besitzen bei Einsetzen der Photoantwort μ_s , μ_d und der Subbandboden des untersten QPC Niveaus den gleichen Energiewert. Aufgrund der thermischen Verschmierung sind daher sowohl für die von “source” nach “drain” laufenden Elektronen (also die Elektronen mit positivem k_x) als auch für die von “drain” nach “source” entgegelaufenden Elektronen (negatives k_x) Zustände im QPC besetzt. Erhöht man nun den Betrag der negativen “source” - “drain”-Spannung, so erhält man die in B skizzierte Situation, in der aufgrund der nunmehr nicht mehr ausreichenden Elektronenenergie im “drain”-Kontakt keine nach “source” (also in negative k_x -Richtung) laufenden Zustände im QPC besetzt sind. Dies bewirkt in den Messdaten eine Unterdrückung der Photoantwort. Erhöht man von dieser Situation ausgehend die Gatterspannung, so erhält man den in C dargestellten Zustand. Die Subbandböden liegen nun bei niedrigeren Energien als zuvor und es können mit der Energie des “drain”-Kontakts wieder Elektronenzustände mit negativem k_x im QPC besetzt werden. Bei weite-

rer Erhöhung des Betrags der negativen “source” - “drain”-Spannung (Einschub D) erhält man wiederum eine mit B vergleichbare Situation, in der keine Elektronenzustände mit negativem k_x im QPC besetzt sind. Die blau gestrichelt angedeutete Existenz eines zweiten Treppennusters in den Daten lässt sich durch den selben Mechanismus bei Besetzung des zweiten Subbands erklären. Es lässt sich also zusammenfassen, dass für den in Abbildung 4.15 b) grau schraffiert eingezeichneten Bereich annähernd keine Photoantwort messbar ist. Gleichzeitig sind in diesem Bereich keine nach “source” laufenden Elektronenzustände im QPC besetzt. Die Unterdrückung der Photoantwort in diesem Bereich lässt sich dadurch erklären, dass die durch die optische Anregung im 2DEG induzierten Elektronen aufgrund der relativen Lage von Anregungsort und QPC im Impuls gefiltert werden und bei direkter Überquerung des QPC eine spezifische Energie E^{OPT} und Impulsverteilung k^{OPT} hätten [Cumming 96]. Diese ist im Allgemeinen ungleich der von der Gatterspannung V_G und “source”-“drain”-Spannung V_{SD} abhängigen Dispersionsrelation $E^{\text{SUB}}(k^{\text{SUB}})$ innerhalb der eindimensionalen Subbänder des QPCs :

$$(E^{\text{OPT}}, k^{\text{OPT}}) \neq (E^{\text{SUB}}(V_G, V_{\text{SD}}), k^{\text{SUB}}(V_G, V_{\text{SD}})) \quad . \quad (4.2)$$

Um die Dispersionsrelation im QPC zu erfüllen und die in den Einschüben der Abbildung 4.15 b) blau-rot angedeuteten Zustände im QPC zu besetzen, müssen die ballistischen Elektronen also entsprechend ihre Energie oder Impuls ändern. Dies ist besonders effizient durch inelastische Elektron-Elektron-Streuung mit entgegelaufenden Elektronen im QPC möglich. Fehlen diese, also für die Situation ohne entgegenlaufende Elektronen

$$I_{\text{D} \rightarrow \text{S}} = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^0 f(\mu_{\text{D}}, k, T) v_{\text{F}} \rho(k) \frac{dk}{2\pi} = 0 \quad (4.3)$$

ergeben sich keine effizienten Elektron-Elektron-Streumöglichkeiten und es gelangen nur noch diejenigen optisch induzierten Elektronen über den QPC, welche exakt eine für den Transport über den QPC passende Energie und Impulskombination haben. Daher ist die Photoantwort stark reduziert. Dies entspricht einem treppenförmigen Bereich und kann den grau schraffiert eingezeichneten Bereich in Abbildung 4.15 b) erklären. Für diesen Bereich ist der photoinduzierte Elektronentransport über den QPC unterdrückt und der QPC wirkt insgesamt für die einlaufenden ballistischen Elektronen als Streuer.

Somit lassen sich in dem erweiterten Bild eines photoinduzierten Stroms über den QPC mit einer effektiven Elektron-Elektron-Streuung alle beobachteten Messdaten phänomenologisch erklären.

4.2.5 Übergang vom Photoleitwert zum Photostrom

Dieser abschließende Abschnitt bestärkt die Annahme eines von der Frequenz des anregenden Lichtes abhängigen Übergangs zwischen vorherrschendem Photoleitwert und Photostrom in der Photoantwort der Probe.

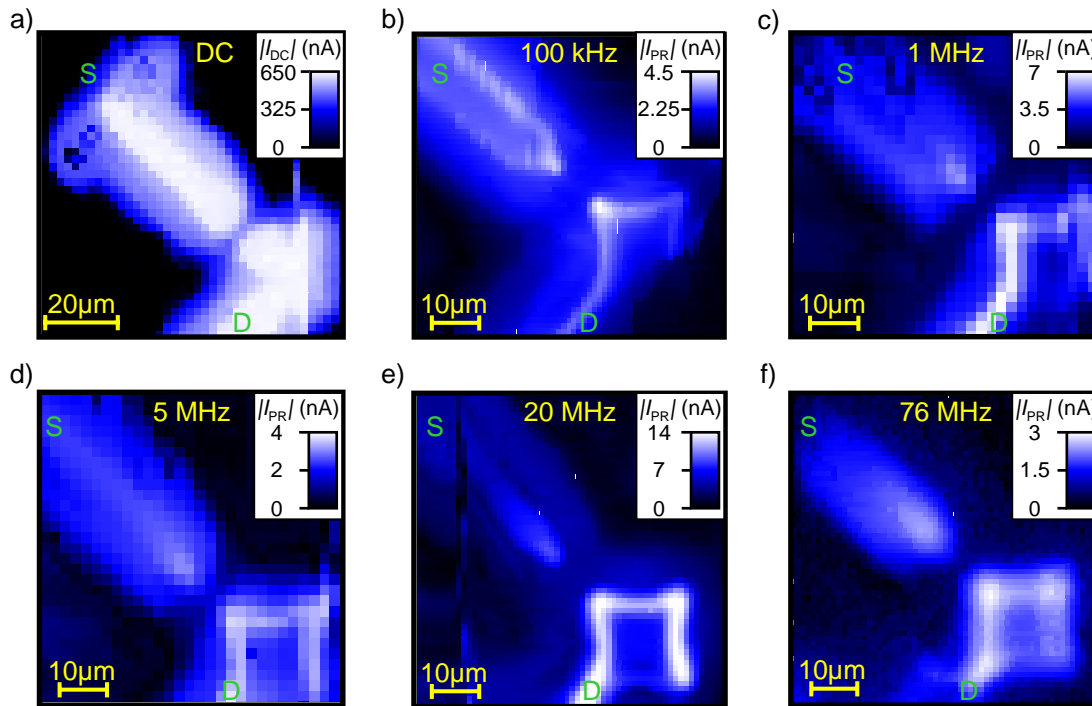


Abbildung 4.16: Örtlich aufgelöste Photoantwort in linear farbkodierter Skala bei verschiedenen Anregungsfrequenzen f_{ex} in der Konfiguration von Abbildung 4.5 mit dem “source”-Kontakt (S) links oben und “drain” (D) in der Mitte unten. In a) ist die Veränderung des Stroms durch die Probe unter Dauerbeleuchtung am jeweiligen Ort gegenüber dem Strom bei Dunkelheit gezeigt. Die maximale Veränderung findet sich bei Anregung des intakten 2DES, welches von den geätzten Bereichen begrenzt wird. b) RF-Photoantwort bei $f_{\text{ex}} = 100$ kHz. Man erkennt sowohl auf der “source”-Seite als auch auf der “drain”-Seite vor allem die Ätzgräben. c)-f) RF-Photoantwort bei $f_{\text{ex}} = 1$ MHz, $f_{\text{ex}} = 5$ MHz, $f_{\text{ex}} = 20$ MHz und $f_{\text{ex}} = 76$ MHz. Die Ätzgräben auf der “drain”-Seite geben weiterhin eine deutliche Photoantwort. Auf der “source”-Seite hingegen entwickelt sich bei größeren Frequenzen die Photoantwort in Verlängerung der QPC-Achse in der Mitte des geätzten Kanals, die Ätzgräben selbst zeigen dort in diesem Frequenzbereich keine deutlich detektierbare Photoantwort mehr. Die Messungen wurden bei $V_{\text{SD}} = -2$ mV im Leistungsbereich $P_{\text{Laser}} = 0.5 \dots 2 \mu\text{W}$ durchgeführt.

In Abbildung 4.16 sind mehrere örtlich aufgelöste Photoantwortsmessungen bei verschiedenen Laseranregungsfrequenzen f_{ex} und ansonsten ungefähr gleichen Parametern zusammengefasst. Analog zu der Abbildung 4.5 befindet sich in dieser Messung der Strom-Spannungswandler und damit die “drain”-Seite im linken unteren Eck der Abbildung (in der Abbildung durch ein “D” gekennzeichnet). Die in der Abbildung durch ein “S” gekennzeichnete “source”-Seite befindet sich dementsprechend links oben.

Die in Abbildung 4.16 a) gezeigte DC-Messung des Stroms durch die Probe un-

ter Laserdaueranregung an der jeweiligen Position entspricht einer Photoantwort bei einer Chopperfrequenz von 0 Hz. Dies ist darin begründet, dass bei der eingestellten Gatterspannung $V_G = 0.23$ V durch den QPC in Dunkelheit kein Strom fließt. Da man nach Gleichung 3.3 zur Bestimmung der Photoantwort von dem Strom durch die Probe bei Beleuchtung den Dunkelstrom abziehen muss, ergibt sich für den Fall von verschwindendem Strom in Dunkelheit die Photoantwort für eine Chopperfrequenz von 0 Hz lediglich aus dem Strom unter Beleuchtung. Die Messung zeigt die gleichen Eigenschaften in der Photoantwort wie die örtlich aufgelöste Photoantwort im Frequenzbereich weniger Hertz aus Abbildung 3.22: Eine deutlich erhöhte Photoantwort ergibt sich bei Anregung der gesamten Mesastruktur, vor allem in Bereichen mit intaktem 2DES und benachbarten geätzten Bereichen.

Bei den in Abbildung 4.16 b) vorgestellten Messungen bei $f_{\text{ex}} = 100$ kHz wurde für die Anregungslasermodulation ein photoelastischer Modulator verwendet. In diesem Frequenzbereich zeigt sich ein klares Dominieren des an den Ätzkanten lokalisierten Photoleitwerteffekts auf beiden Seiten des QPCs.

Geht man wie in den Abbildungen 4.16 c), d) und e) gezeigt mit Hilfe einer mit einstellbarer Frequenz gepulster Laserdiode zu den immer höheren Anregungsfrequenzen $f_{\text{ex}} = 1$ MHz, $f_{\text{ex}} = 5$ MHz beziehungsweise $f_{\text{ex}} = 20$ MHz über, so erkennt man einen Übergang zu dem in Abbildung 4.16 f) gezeigten und in Abschnitt 4.2 näher erläuterten Photostromsignal bei $f_{\text{ex}} = 76$ MHz: Auf der “drain”-Seite dominiert weiterhin die Photoantwort an den Ätzgräben, wohingegen auf der “source”-Seite die Ätzgräben keine Photoantwort mehr zeigen. Die Photoantwort entwickelt sich vielmehr in der Mitte des geätzten Kanals in gerader Verlängerung der QPC-Achse und wurde von uns als Photostrom über den QPC identifiziert.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit optisch induziertem Ladungstransport in mesoskopischen Halbleitersystemen. Eine optische Anregung präpariert einen definierten Nicht-Gleichgewichts-Zustand der Elektronenverteilung. Die nicht-lineare Transportcharakteristik des niederdimensionalen mesoskopischen Systems erlaubt ausgehend von diesem Nicht-Gleichgewichts-Zustand, aus Transportexperimenten Rückschlüsse auf Relaxations- und Streuvorgänge in dem niederdimensionalen System zu ziehen. Im Experiment werden dabei mit Hilfe eines Lasers in einer 2DES-Heterostruktur Ladungsträger optisch induziert. Anschließend wird deren Wirkung auf den elektronischen Transport durch einen nanostrukturierten Quantenpunktkontakt in der Probe untersucht. Dabei wird als zentrale Messgröße die Photoantwort als Unterschied im Strom durch die Probe bei optischer Anregung des System eingeführt. Zu Beginn werden die für die Experimente nötigen Grundlagen und Technologien vorgestellt. Außerdem werden zwei aus der Literatur bekannte Experimente mit ähnlicher Fragestellung näher besprochen. Anschließend wird die verwendete Heterostruktur eingeführt und die Prozessierung hin zu einem nanostrukturierten Quantenpunktkontakt beschrieben. Ebenso wird der elektronische Messkreis und der optische Strahlengang vorgestellt und ein Überblick über die gesamte experimentelle Anordnung gegeben. Weiterhin werden Messdaten der Quantenpunktkontaktproben vorgestellt und diskutiert. Eine rein elektronische Leitwertmessung zeigt Effekte einer eindimensionalen Subbandquantisierung im Quantenpunktkontakt. Der aus den Messdaten bestimmte energetische Abstand der Subbänder erweist sich als relativ groß. Daher kann man trotz thermischer "Verschmierung" selbst bei Messungen bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K noch quantenmechanische Effekte der Leitwertquantisierung beobachten. Weiterhin zeigt sich bei Messungen im Magnetfeld ein Übergang der eindimensionalen Subbandstruktur über hybridisierte magnetoelektrische Bänder hin zur reinen Landauquantisierung. Der unerwünschte Effekt einer parallelen Leitfähigkeit kann durch verändertes Probedesign und optimiertes Wafermaterial unterdrückt werden. Daraufhin werden Daten der Photoantwortsmessungen an freistehenden Brücken-Proben und flach geätzten Quantenpunktkontakten-Proben vorgestellt. Bei niederfrequenten Photoantwortsmessungen kann sowohl bei den freistehenden Brücken-Proben als auch an den flach geätzten Proben der Effekt einer optisch induzierten Leitwertsänderung identifiziert werden. Es wird ein einfaches Modell des optisch induzierten Photoleitwerts vorgestellt, welches im Rahmen

einer numerischen Simulation eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten zeigt, und eine Identifikation der experimentell ermittelten Zeitkonstanten erlaubt. Durch Verwendung eines schnelleren Messkreises mit für Radiofrequenzen geeigneten Komponenten kann man das Experiment auch bei höherfrequent intensitätsmodulierter optischer Anregung ausführen. Dabei stellt sich heraus, dass der Effekt der photoinduzierten Leitwertsänderung aufgrund seiner Zeitkonstanten im Millisekundenbereich für wesentlich schnellere Anregungen im Bereich bis zu 80 MHz einen quasi-statischen Leitwertzustand generiert.

Ausgehend von diesem quasi-statischen Leitwertzustand erlauben RF-“lock-in“-Experimente eine Detektion der RF-Photoantwort, also des sich mit Radiofrequenz ändernden Anteils im Probenstrom. Diese RF-Photoantwort wird mit Hilfe eines einfachen Modells interpretiert und darin durch sich ballistisch über den QPC bewegenden Elektronen erklärt. Der ballistische Photostrom wird in verschiedenen Messungen örtlich und spektral aufgelöst detektiert sowie mit numerischen Modellrechnungen verglichen. Mit Hilfe eines optoelektronischen Modulators und einer frequenzsteuerbaren Laserdiode wird die Frequenz der Anregungsintensitätsmodulation in einem weiten Bereich variiert. Die entsprechenden Photoantwortsmessungen zeigen einen dementsprechenden Übergang von einem dominierendem Photoleitwert bei niedrigen Anregungsfrequenzen hin zu dem Beginn eines dominierenden Photostroms in der Photoantwort bei höheren Frequenzen der Intensitätsmodulation der Anregung.

Die in der vorliegenden Dissertation beschriebenen Experimente geben einen ersten Einblick in die komplexe Wechselwirkung eines nanostrukturierten mesoskopischen Heterosystems mit anregendem Laserlicht. Das Experiment bietet viele Parameter zur präzisen Präparation der angeregten Elektronenverteilung und zur Manipulation des elektronischen Transports. Durch Einschalten eines Magnetfeldes kann man zusätzlich noch den bisher kaum betrachteten Spin-Freiheitsgrad der Elektronen in die Transportexperimente einbeziehen. Weiterführende Experimente dazu sind im Gange und werden sich bei Hinzuschalten eines Magnetfeldern dem Fernziel eines spintronischen Bauelementes nähern. In ersten Schritten wird man einen verbesserten experimentellen Aufbau durch einen konfokalen Mikroskopaufbau realisieren, da sich in den abschließenden Experimenten herausgestellt hat, dass man durch Benutzung des konfokalen Mikroskopaufbaus alle hier gezeigten Messungen komfortabel durchführen kann. Desweiteren erhält man durch die Kombination von Magnetfeld und sehr hoher Ortsauflösung eine Möglichkeit zur Durchführung magnetischer Steuerungsexperimente. Ebenfalls wird man durch die Verwendung des konfokalen Messaufbaus und die damit einhergehende verbesserten Ortsauflösung und zeitliche Stabilität den in der Simulation in Kapitel 4 gezeigten “Fokussierungseffekt” der kreisförmigen Begrenzungen eindeutig nachweisen können. Sowohl die magnetischen Steuerungseffekte als auch dieser “Fokussierungseffekt” sind eindeutige Nachweise des ballistischen Transports innerhalb der Nanostruktur. Ebenfalls in den abschließenden konfokalen Experimenten wurde gezeigt, dass in dem konfokalen Mikroskop-Aufbau RF-Experimente bis zu 5 MHz möglich sind. In Kombination mit

einem schnellen Strahlzerhacker (siehe beispielsweise in [Berezovsky 08]) erlaubt ein durchstimmbarer cw-Laser damit eine wesentlich genauere Energie-Spektroskopie als die in Kapitel 4 vorgestellte. Durch die nun wesentlich schärfer bestimmte Energieverteilung der anregenden Photonen ist die energetische Verteilung der angeregten Elektronen ebenfalls schärfer definiert und es lassen sich die während des Transports über den QPC stattfindenden Relaxationsvorgänge energetisch wesentlich deutlicher auflösen. Ebenfalls im konfokalen Mikroskop-Aufbau sollte sich durch die Aufhebung der Spinartung bei starken Magnetfeldern im Bereich der untersten Leitwertstufe eine vom Spinzustand der Elektronen abhängige Transmission über den QPC ergeben. In Kombination mit einer durch die Anregungslaserpolarisation selektiv eingestellten Spinrichtungsverteilung der angeregten Elektronen (diese resultiert aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung) ergäbe sich eine interessante Realisierungsmöglichkeit eines Filter- und Detektorsystems, welchem man innerhalb der ballistischen Weglänge eine weitere Nanostruktur in Serie schalten könnte. Dadurch ließen sich viele aufschlussreiche Experimente zur Erforschung der verschiedenen involvierten (Spin-)Relaxationslängen und -Mechanismen am Übergang vom ein- zum zweidimensionalen Elektronentransport durchführen.

Eine weitere sehr interessante Fragestellung befasst sich mit der zeitlichen Beschreibung des durch die Laseranregung hervorgerufenen Photostroms und der in der Probe stattfindenden Relaxationsvorgänge. Die in Kapitel 2 angesprochene mögliche Koppelung eines optisch angeregten QPCs mit einem in die Probe integrierten Austonschalter würde in einer “pump-probe”-Geometrie bei entsprechender Empfindlichkeit erlauben, den Photostrom durch das System im Pikosekundenbereich zeitaufgelöst zu betrachten. Erste hinführende Versuche dazu wurden bereits im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt und sind in [Prechtel 07] beschrieben.

Publikationsliste

Publikationen, die im Verlaufe dieser Arbeit entstanden:

- [Hof 08a] K.-D. Hof, C. Rossler, W. Wegscheider, S. Ludwig, A.W. Holleitner, *Optically induced charge transport through submicron channels*, Physica E 40, 1739–1741 (2008).
- [Hof 08b] K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Dynamic photoconductive gain effect in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, Phys. Rev. B 78, 115325 (2008).
- [Hof 09a] K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Photoconductive gain in semiconductor quantum wires*, AIP Proceedings of the 29th International Conference on the Physics of Semiconductors (2009).
- [Hof 09b] K.-D. Hof, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Optically induced ballistic electrons in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, in Vorbereitung.
- [Hof 09c] K.-D. Hof, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Modulation frequency dependence of optically induced ballistic photocurrent experiments in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, in Vorbereitung.
- [Rossler 08] C. Rossler, K.-D. Hof, S. Manus, S. Ludwig, J.P. Kotthaus, J. Simon, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Optically induced transport properties of freely suspended semiconductor submicron channels*, Appl. Phys. Lett. 93, 071107 (2008).

Publikationen aus vorhergehender Arbeit:

- [Zapf 03] V.S. Zapf, N.A. Frederick, K.L. Rogers, K.-D. Hof, P.C. Ho, E.D. Bauer, M. B. Maple, *Magnetic and non-Fermi-liquid phases in $Ce_{1-x}Y_xRhIn_5$* , Phys. Rev. B 67, 064405 (2003).
- [Jirauschek 04] C. Jirauschek, L. Duan, O. D. Mücke, F. X. Kaertner, K.-D. Hof, T. Tritschler, M. Wegener, *Semiconductor-based carrier-envelope phase detector*, CLEO 2004, 1 1-3 (2004).

- [Jeffries 05] J.R. Jeffries, N.A. Frederick, E.D. Bauer, H. Kimura, V.S. Zapf, K.-D. Hof, T.A. Sayles, M. B. Maple *Superconductivity and non-Fermi liquid behavior near antiferromagnetic quantum critical points in $Ce_{1-x}Y_xRhIn_5$* , Phys. Rev. B 72, 024551 (2005).
- [Tritschler 05a] T. Tritschler, K.-D. Hof, M. Klein, M. Wegener *Variation of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses due to the Gouy phase*, CLEO 2005, 3 1902-1904 (2005).
- [Tritschler 05b] T. Tritschler, K.-D. Hof, M. Klein, and M. Wegener *Variation of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses owing to the Gouy phase : a solid-state-based measurement*, Optics Letters 30, 753-755 (2005).

Literaturverzeichnis

- [Abbott 1884] E. A. Abbott, *Flatland: A Romance of Many Dimensions*, Seely and Co. , United Kingdom (1884).
- [Adachi 85] S. Adachi, *GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device application*, J. Appl. Phys. 58, R1-R29 (1985).
- [Anderson 58] P.W. Anderson, *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*, Phys. Rev. 109, 1492 (1958).
- [Ando 82] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, *Electronic properties of two-dimensional systems*, Rev. Mod. Phys. 54, 437 (1982).
- [Arnone 95] D.D. Arnone, J.E.F. Frost, C.G. Smith, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, R.J. Butcher, M. Pepper, *Effect of terahertz irradiation on ballistic transport through one-dimensional quantum point contacts*, Appl. Phys. Lett. 66, 3149-3151 (1995).
- [Auston 83] D.H. Auston, *Impulse Response of Photoconductors in Transmission Lines*, IEEE J. Quantum Electron. 19, 639 (1983).
- [Beenakker 91] C.W.J. Beenakker, H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Solid State Physics 44, 1-228 (1991).
- [Berezovsky 08] J. Berezovsky, M. H. Mikkelsen, N. G. Stoltz, L. A. Coldren, D. D. Awschalom, *Picosecond Coherent Optical Manipulation of a Single Electron Spin in a Quantum Dot*, Science 320, 349-352 (2008).
- [Berggren 86] K.-F. Berggren, T.J. Thornton, D.J. Newson, M. Pepper, *Magnetic Depopulation of 1D Subbands in a Narrow 2D Electron Gas in a GaAs:AlGaAs heterojunction*, Phys. Rev. Lett 57, 1769-1772 (1986).
- [BIPM 91] Bureau International des Poids et Mesures, *The Josephson and quantum-Hall effects*, Comptes Rendus de la 19e CGPM, 184 (1991).

- [Brunner 92] K. Brunner, U. Bockelmann, G. Abstreiter, M. Walther, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann, *Photoluminescence from a Single GaAs/AlGaAs Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. 69, 3216-3220 (1992).
- [Buettiker 85] M. Buettiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas, *Generalized many-channel conductance formula with application to small rings*, Phys. Rev. B 31, 6207 (1985).
- [Buettiker 86] M. Buettiker, *Four-Terminal Phase-Coherent Conductance*, Phys. Rev. Lett. 57, 1761 - 1764 (1986).
- [Buettiker 88] M. Buettiker, *Symmetry of electrical conduction*, IBM J. Res. Develop 32, 317-334 (1988).
- [Buettiker 90] M. Buettiker, *Quantized transmission of a saddle-point constriction*, Phys. Rev. B 41, 7906-7909 (1990).
- [Chang 74] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Resonant tunneling in semiconductor double barriers*, Appl. Phys. Lett 24, 593-595 (1974).
- [Chaplik 71] A. V. Chaplik, *Energy Spectrum and Electron Scattering Processes in Inversion Layers*, Sov. Phys. JETP 33, 997 (1971).
- [Cohen-Tannoudji 99] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Quantenmechanik*, 2. Auflage, De Gruyter, Berlin (1999).
- [Cronenwett 02] S.M. Cronenwett, H.J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L.P. Kouwenhoven, C.M. Marcus, K. Hirose, N.S. Wingreen, V. Umansky, *Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System*, Phys. Rev. Lett. 88, 226805 (2002).
- [Cumming 96] D.R.S. Cumming, J.H. Davies, *Electron-electron scattering in a high purity mesoscopic conductor*, Appl. Phys. Lett. 69, 3363-3365 (1996).
- [Davies 98] J.H. Davies, *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press (1998).
- [Delalande 87] C. Delalande, G. Basard, J. Orgonasi, J. A. Brum, H.W. Liu, M. Voos, G. Weimann, W. Schlapp, *Many-Body Effects in a Modulation-Doped Semiconductor Quantum Well*, Phys. Rev. Lett. 59, 2690 (1987).
- [Dingle 74] R. Dingle, W. Wiegmann, C. H. Henry, *Quantum States of Confined Carriers in Very Thin $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. 33, 827-830 (1974).

-
- [Dingle 78] R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard, W. Wiegmann, *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices*, Appl. Phys. Lett. 33, 665 (1978).
- [Drexler 86] K.E. Drexler, *Engines of Creation: The Coming Era of Nanotechnology*, Anchor Books, USA (1986).
- [Feng 93] S. Feng, Q. Hu, *Far-infrared photon-assisted transport through quantum point-contact devices*, Phys. Rev. B 48, 5354 (1993).
- [Facer 99] G.R. Facer, B.E. Kane, A.S. Dzurak, R.J. Heron, N.E. Lumpkin, R.G. Clark, L.N. Pfeiffer, K.W. West, *Evidence for ballistic electron transport exceeding 160 μm in an undoped GaAs/Al_xGa_{1-x}As field-effect transistor*, Phys. Rev. B 59, 4622-4625 (1999).
- [Femto 07] Handbuch zum Femto DHPKA-100 Stromverstärker [K 21], (2007).
- [Feynman 59] R. P. Feynman, *There's Plenty of Room at the Bottom*, Vorlesung bei einer American Physical Society Tagung am Caltech, USA (1959).
- [Fowler 66] A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard, P.J. Stiles, *Magneto-oscillatory conductance in silicon surfaces*, Phys. Rev. Lett. 16, 901-903 (1966).
- [Franz 58] W. Franz, *Einfluß eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante*, Z. Naturforschung 13a, 484-489 (1958).
- [Gaertner 07] A. Gärtner, L. Prechtel, D. Schuh, A.W. Holleitner, J.P. Kotthaus, *Micropatterned electrostatic traps for indirect excitons in coupled GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B 76, 085304 (2007).
- [Genet 07] C. Genet, T.W. Ebbesen, *Light in tiny holes*, Nature 445, 39-46 (2007).
- [Glazman 90] L.I. Glazman and M. Jonson, *Field-Induced Adiabatic Transport in 2D Ballistic Systems*, Phys. Rev. Lett. 64, 1186 (1990).
- [Goodnick 88] S.M. Goodnick, P. Lugli, *Influence of electron-hole scattering on subpicosecond carrier relaxation in AlGaAs/GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B 38, 10135-10138 (1988).
- [Grant 81] R.W. Grant, J.R. Waldrop, S.P. Kowalczyk, E.A. Kraut, *Correlation of GaAs surface chemistry and interface Fermi-level position: A single defect model interpretation*, J. Vac. Sci. Technol. 19, 477-480 (1981).
- [Giuliani 82] G.F. Giuliani, J.F. Quinn, *Lifetime of a quasiparticle in a two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B 26, 4421-4428 (1982).

- [Halperin 82] B.I. Halperin, *Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential*, Phys. Rev. B 25, 2185-2190 (1982).
- [Harris 89] J.J. Harris, J.A. Pals, R. Woltjer, *Electronic transport in low-dimensional structures*, Rep. Prog. Phys. 52, 1217-1266 (1989).
- [Hoegel 08] A. Hoegel, S. Seidl, M. Kroner, K. Karrai, C. Schulhauser, O. Squali, J. Scrimgeour, R.J. Warburton, *Fiber-based confocal microscope for cryogenic spectroscopy*, Rev. Sci. Instrum. 79, 023709 (2008).
- [Hof 04] K.-D. Hof, *Stabilisierung der Phasenfrequenz eines 5fs Titan-Saphir-Lasersystems*, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (2004).
- [Hof 08a] K.-D. Hof, C. Rossler, W. Wegscheider, S. Ludwig, A.W. Holleitner, *Optically induced charge transport through submicron channels*, Physica E 40, 1739–1741 (2008).
- [Hof 08b] K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Dynamic photoconductive gain effect in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, Phys. Rev. B 78, 115325 (2008).
- [Hof 09a] K.-D. Hof, C. Rossler, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Photoconductive gain in semiconductor quantum wires*, AIP Proceedings of the 29th International Conference on the Physics of Semiconductors (2009).
- [Hof 09a] K.-D. Hof, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Optically induced ballistic electrons in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, in Vorbereitung.
- [Hof 09c] K.-D. Hof, S. Manus, J.P. Kotthaus, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Modulation frequency dependence of optically induced ballistic photo-currents in shallow-etched AlGaAs/GaAs quantum wires*, in Vorbereitung.
- [Holleitner 03] A. W. Holleitner, R. H. Blick, and K. Eberl, *Fabrication of coupled quantum dots for multiport access*, Appl. Phys. Lett. 82, 1887 (2003).
- [van Houten 86] H. van Houten, B.J. van Wees, M.G.J. Heijman, J.P. Andre, *Sub-micron conducting channels defined by shallow mesa etch in GaAs-AlGaAs heterojunctions*, Appl. Phys. Lett. 49, 1782 (1986).
- [van Houten 89] H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, M.E.I. Broekaart, P.H.M. van Loosdrecht, B.J. van Wees, J.E. Kooij, C.T.

-
- Foxon, J.J. Harris, *Coherent electron focusing with quantum point contacts in a two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B 39, 8556-8575 (1989).
- [Hu 93] Q. Hu, *Photon-assisted quantum transport in quantum point contacts*, Appl. Phys. Lett. 62, 837 (1993).
- [Hu 96] Q. Hu, S. Verghese, R.A. Wyss, T. Schäpers, J. del Alamo, S. Feng, K. Yakubo, M.J. Rooks, M.R. Melloch, A. Förster, *High-frequency ($f \sim 1$ THz) studies of quantum-effect devices*, Semicond. Sci. Technol. 11, 1888-1894 (1996).
- [Hwang 08] E.H. Hwang, S. Das Sarma, *Limit to two-dimensional mobility in modulation-doped GaAs quantum structures : How to achieve a mobility of 100 million*, Phys. Rev. B 77, 235437 (2008).
- [Ihn 03] T. Ihn, *Halbleiter-Nanostrukturen*, Skript zur Vorlesung, ETH Zürich (2003).
- [Irmer 99] B. Irmer, F. Simmel, R.H. Blick, H. Lorenz, J.P. Kotthaus, M. Bichler, W. Wegscheider, *Nano-ploughed Josephson junctions as on-chip radiation sources*, Superlattices Microstruct. 25, 785-795 (1999).
- [ITRS08] International Technology Roadmap for Semiconductors, *2008 Update*, <http://www.itrs.net> .
- [Kaiser 09] F.J. Kaiser, *Current and Noise in Driven Heterostructures*, Dissertation an der Universität Augsburg (2009).
- [Kastalsky 84] A. Kastalsky, J.C.M. Hwang, *Study of persistent photoconductivity effect in n-type selectively doped AlGaAs/GaAs Heterojunction*, Sol. Stat. Comm. 51,317-322 (1984).
- [Kane 96] M.G. Kane, *Nonequilibrium carrier-carrier scattering in two-dimensional carrier systems*, Phys. Rev. B 54, 16345-16348 (1996).
- [Keldysh 58] L. V. Keldysh, *Behaviour of Non-Metallic Crystals in Strong Electric Fields*, Soviet Physics JETP 6, 763-770 (1958).
- [von Klitzing 80] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).
- [Kopley 88] T.E. Kopley, P.L. McEuen, R.G. Wheeler, *Resonant Tunneling through Single Electronic States and Its Suppression in a Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett. 61, 1654-1657 (1988).

- [Kosaka 02] H. Kosaka, D.S. Rao, H.D. Robinson, P. Bandaru, T. Sakamoto, E. Yablonovitch, *Photoconductance quantization in a single-photon detector*, Phys. Rev. B 65, 201307(R) (2002).
- [Kouwenhoven 89] L.P. Kouwenhoven, B.J. van Wees, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, C.T. Foxon, J.J. Harris, *Nonlinear conductance of quantum point contacts*, Phys. Rev. B 39, 8040-8043 (1989).
- [Kristensen 98a] A. Kristensen, J.B. Jensen, M. Zaffalon, C.B. Sorensen, S.M. Reimann, P.E. Lindelof, M. Michel, A. Forchel, *Conductance quantization above 30 K in GaAlAs shallow-etched quantum point contacts smoothly joined to the background 2DEG*, J. Appl. Phys. 83, 607-609 (1998).
- [Kristensen 98b] A. Kristensen, P.E. Lindelof, J.B. Jensen, M. Zaffalon, J. Hollingbery, S.W. Pedersen, J. Nygard, H. Bruus, S.M. Reimann, C.B. Sorensen, M. Michel, A. Forchel, *Temperature dependence of the "0.7" $2e^2/h$ quasi-plateau in strongly confined quantum point contacts*, Physica B, 180-184 (1998).
- [Kristensen 00] A. Kristensen, H. Bruus, A.E. Hansen, J.B. Jensen, P.E. Lindelof, C.J. Marckmann, J. Nygard, C.B. Sorensen, F. Beuscher, A. Forchel, M. Michel, *Bias and temperature dependence of the 0.7 conductance anomaly in quantum point contacts*, Phys. Rev. B 62, 10950-10957 (2000).
- [Kroemer 81] H. Kroemer, *Heterostructures for Everything: Device Principle of the 1980's?*, Jpn. J. Appl. Phys. 20, 9-13 (1981).
- [Kroner 08] M. Kroner, *Resonant photon-exciton interaction in semiconductor quantum dots*, Dissertation an der LMU München (2008).
- [Landauer 57] R. Landauer, *Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction*, IBM Journal, 223-231 (1957).
- [Laux 88] S.E. Laux, D.J. Frank, F. Stern, *Quasi-one-dimensional electron states in a split-gate GaAs/AlGaAs heterostructure*, Surface Science 196, 101-106 (1988).
- [LMU 05] A. Holleitner, S. Ludwig, *Nanostrukturen I*, Skript der "Nanostrukturen I"-Vorlesung, LMU, München (2005).
- [Loss 98] D. Loss and D.P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A 57, 120-126 (1998).

-
- [McEuen 90] P.L. McEuen, B.W. Alphenaar, R.G. Wheeler, *Resonant transport effects due to an impurity in a narrow constriction*, Surf. Sci. 229, 312-315 (1990).
- [Michler 00] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, Lidong Zhang, E. Hu, A. Imamoglu, *A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device*, Science 290, 2282 - 2285 (2000).
- [Miller 82] R.C. Miller, A.C. Gossard, W.T. Tsang, O. Munteanu, *Extrinsic photoluminescence from GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B. 25, 3871-3877 (1982).
- [Miller 85] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus, *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures*, Phys. Rev. B 32, 1043-1060 (1985).
- [Molenkamp 90] L.W. Molenkamp, A.a:M. Staring, C.W.J. Beenakker, R. Eppenga, C.E. Timmering, J.G. Williamson, C.J.P.M. Harmans, C.T. Foxon, *Electron-beam collimation with a quantum point contact*, Phys. Rev. B 41, 1274-1277 (1990).
- [Moore 65] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics 19, 114-117 (1965).
- [Meirav 90] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind, *Single-Electron Charging and Periodic Conductance Resonances in GaAs Nanostructures*, Phys. Rev. Lett. 65, 771 (1990).
- [Nelson 77] R.J. Nelson, *Long-lifetime photoconductivity effect in n-type GaAlAs*, Appl. Phys. Lett. 31, 351-353 (1977).
- [Neppl 79] F. Neppl, J.P. Kotthaus, J.F. Koch, *Mechanism of intersubband resonant photoresponse*, Phys. Rev. B 19, 5240 (1979).
- [nextnano] *next generation 3D nano device simulator*, zur selbstkonsistenten Berechnung der elektronischen Bandstruktur, frei erhältlich unter <http://nextnano.de> .
- [Oxford 95] *Spectromag 4000 User Handbook*, Oxford Instruments, UK (1995). Siehe auch <http://www.oxinst.com> .
- [Patel 91] N.K. Patel, J.T. Nicholls, L. Martin-Moreno, M. Pepper, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *Properties of a ballistic quasi-one-dimensional constriction in a parallel high magnetic field*, Phys. Rev. B 44, 10973-10975 (1991).
- [Pauw 58] L. J. van der Pauw, *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*, Philips Research Reports 13, (1958).

- [Picciotto 01] R. de Picciotto, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West, *Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire*, Nature 411, 51-54 (2001).
- [Pfeiffer 89] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, *Electron mobilities exceeding 10^7 cm²/V·s in modulation-doped GaAs*, Appl. Phys. Lett. 55, 1888-1890 (1989).
- [Pobell 07] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, 3. Auflage, Springer, Berlin (2007).
- [Prechtel 07] L. Prechtel, *Zeitaufgelöste Photostrommessungen an Wellenleiterschaltkreisen*, Diplomarbeit an der LMU München (2007).
- [Rossler 08a] C. Rossler, K.-D. Hof, S. Manus, S. Ludwig, J.P. Kotthaus, J. Simon, A.W. Holleitner, D. Schuh, W. Wegscheider, *Optically induced transport properties of freely suspended semiconductor submicron channels*, Appl. Phys. Lett. 93, 071107 (2008).
- [Rossler 08b] C. Rossler, *Elektronische und optische Eigenschaften freitragender Nanostrukturen*, Dissertation an der LMU München (2008).
- [Schmeller 94] A. Schmeller, W. Hansen, J. P. Kotthaus, *Franz-Keldysh effect in a two-dimensional system*, Appl. Phys. Lett. 64, 330-332 (1994).
- [Self 83] S.A. Self, *Focusing of spherical Gaussian beams*, Appl. Opt. 22, 658 (1983).
- [Sharvin 65] Yu. V. Sharvin, *A possible method for studying fermi surfaces*, J. Exp. Theor. Phys. 48, 655-656 (1965).
- [Saxenat 80] A. K. Saxenat, *The conduction band structure and deep levels in Ga_{1-x}Al_xAs alloys from a high-pressure experiment*, J. Phys. C: Solid St. Phys. 13, 4323-4334 (1980).
- [Schaepers 95] T. Schäpers, M. Krüger, J. Appenzeller, A. Förster, B. Lengeler, H. Lüth, *Effect of electron-electron interaction on hot ballistic electron beams*, Appl. Phys. Lett. 66, 3603-3605 (1995).
- [Singleton 01] J. Singleton, *Band Theory and Electronic Properties of Solids*, Oxford Master Series in Condensed Matter Physics (2001).
- [Sivan 89] U. Sivan, M. Heiblum and C.P. Umbach, *Hot ballistic Transport and Phonon Emission in a Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. rev. Lett. 63, 992-995 (1989).
- [Snoke 92] D.W. Snoke, W.W. Rühle, Y.-C. Lu, E. Bauser, *Evolution of a nonthermal electron energy distribution in GaAs*, Phys. Rev. B 45, 10979-10989 (1992).

-
- [Song 08] J.W. Song, N.A. Kabir, Y. Kawano, K. Ishibashi, G.R. Aizin, L. Mourokh, J.L. Reno, A.G. Markelz, J.P. Bird, *Terahertz response of quantum point contacts*, Appl. Phys. Lett. 92, 223115 (2008).
- [Stoeckmann 73] F. Stoeckmann, *Photoconductivity - A Centennial*, phys. stat. sol. (a) 15, 381 (1973).
- [Stormer 78] H.L. Stormer, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann, Inst. Conf. Ser. London 43, 557 (1978).
- [Stormer 79] H.L. Stormer, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann, M.D. Sturge, *Two-Dimensional Electron Gas at a Semiconductor-Semiconductor Interface*, Sol. Stat. Comm. 29, 705-709 (1979).
- [Stranski 39] I. N. Stranski, L. von Krastanow, *Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse. Akademie der Wissenschaften und der Literatur in Mainz*, 146, 797(1939).
- [Stringfellow 81] G.B. Stringfellow, W. Koschel, F. Briones, J. Gladstone, G. Patterson, *Photoluminescence of carbon-implanted GaAs*, Appl. Phys. Lett. 39, 581-582 (1981).
- [Sturge 62] M.D. Sturge, *Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV*, Phys. Rev. 127, 768-773 (1962).
- [Szafer 89] A. Szafer and A.D. Stone, *Theory of Quantum Conduction through a Constriction*, Phys. Rev. Lett. 62, 300-303 (1989).
- [Thomas 95] K.J. Thomas, M.Y. Simmons, J.T. Nicholls, D.R. Mace, M. Pepper, D.A. Ritchie, *Ballistic transport in one-dimensional constrictions formed in deep two-dimensional electron gases*, Appl. Phys. Lett. 67, 109-111 (1995).
- [Thomas 96] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie, *Possible Spin Polarization in a One-dimensional Electron gas*, Phys. Rev. Lett. 77, 135-138 (1996).
- [Thornton 86] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies, *One-Dimensional Conduction in the 2D Electron Gas of a GaAs-AlGaAs Heterojunction*, Phys. Rev. Lett. 56, 1198-1201 (1986).
- [Thornton 89] T.J. Thornton, M.L. Roukes, A. Scherer, B.P. Van de Gaag, *Boundary Scattering in Quantum Wires*, Phys. Rev. Lett. 63, 2128-2131 (1989).
- [Topinka 00] M.A. Topinka, B.J. LeRoy, S.E.J. Shaw, E.J. Heller, R.M. Westervelt, K.D. Maranowski, A.C. Gossard, *Imaging Coherent Electron Flow from a Quantum Point Contact*, Science 289, 2323 (2000).

- [Topinka 01] M.A. Topinka, B.J. LeRoy, R.M. Westervelt, S.E.J. Shaw, R. Fleischmann, E.J. Heller, K.D. Maranowskik, A.C. Gossard, *Coherent branched flow in a two-dimensional electron gas*, Nature 410, 183 (2001).
- [Tsui 82] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*, Phys. Rev. Lett. 48, 1562 (1982).
- [Wada 85] T. Wada, K. Matsumoto, M. Ogura, K. Shida, T. Yao, T. Igarashi, N. Hashizume, Y. Hayashi, *Two-Dimensional Electron Gas in an n^+ -GaAs/Undoped AlGaAs/Undoped GaAs SIS Structure*, Jpn. J. Appl. Phys. 24, 213-216 (1985).
- [van Wees 88a] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, *Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. 60, 848 (1988).
- [van Wees 88b] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.E. Mooij, C.T. Foxon, J.J. Harris, *Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts*, Phys. Rev. B 38, 3625-3627 (1988).
- [van Wees 91] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, E.M.M. Willems, C.J.P.M. Harman, J.E. Mooij, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, C.T. Foxon, *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studies with quantum point contacts*, Phys. Rev. B 43, 12431-12453 (1991).
- [Weiner 93] J. S. Weiner, J. M. Calleja, A. Pinczuk, A. Schmeller, B. S. Dennis, A. FL Goisi, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Optical properties of modulation-doped quantum wires fabricated by electron cyclotron resonance reactive ion etching*, Appl. Phys. Lett. 63, 237 (1993).
- [Weisbuch 91] C. Weisbuch, B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures - Fundamentals and Applications*, Academic Press, San Diego, USA.
- [Wharam 88] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacockt, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*, J. Phys. C: Solid State Phys. 21, L209 - L214 (1988).
- [Wieck 90] A. D. Wieck and K. Ploog, *In-plane-gated quantum wire transistor fabricated with directly written focused ion beams*, Appl. Phys. Lett. 56, 928-930 (1990).

-
- [van der Wiel 02] W.G. van der Wiel, S. De Franceschi, J.M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, *Electron transport through double quantum dots*, Rev. Mod. Phys. 75, 1 - 22 (2002).
- [Wyss 93] R. Wyss, C. C. Eugster, J. A. del Alamo, and Q. Hu, *Far-infrared photon-induced current in a quantum point contact*, Appl. Phys. Lett. 63, 1522 (1993).
- [Wyss 95] R. Wyss, C. C. Eugster, J. A. del Alamo, and Q. Hu, *Far-infrared radiation-induced thermopower in a quantum point contact*, Appl. Phys. Lett. 66, 1144 (1995).
- [Yamanaka 98] K. Yamanaka, K. Hirakawa, *Far-infrared photoresponse of the Al-GaAs/GaAs low-dimensional electron systems constricted by split-gates*, Solid-State Electron. 42, 1151-1153 (1998).

Anhang A: Verwendete Heterostrukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen wurden in einer Molekularstrahl-epitaxie-Anlage der Wegscheider-Gruppe an der Technischen Universität München und an der Universität Regensburg gewachsen sowie uns freundlicherweise von Prof. Wegscheider zur Verfügung gestellt.

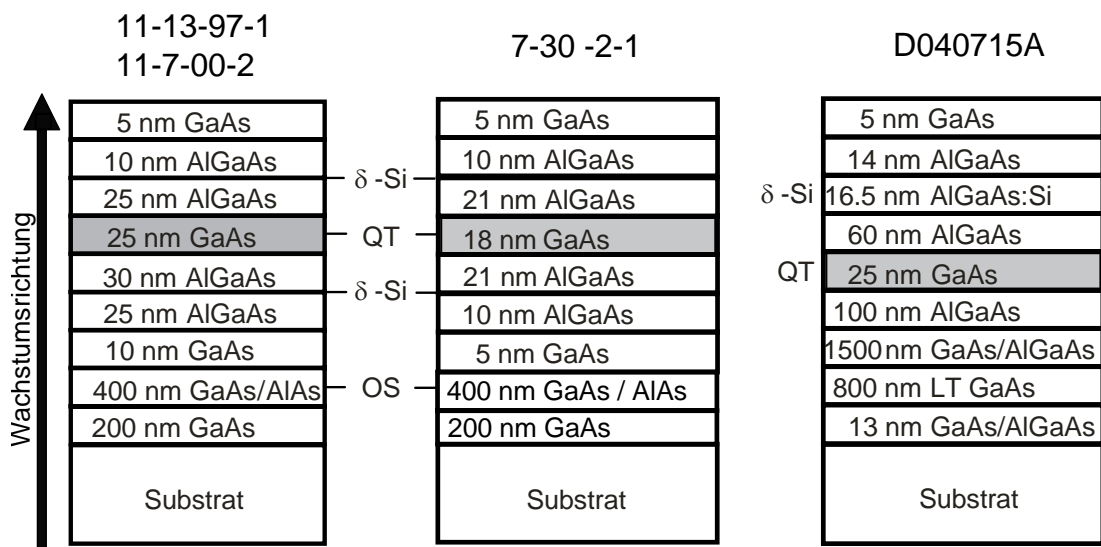


Abbildung A.1: Schichtfolge der verwendeten Heterostrukturen. Durch die δ -Dotierung mit Siliziumatomen bildet sich innerhalb der AlGaAs-Barrieren ein Quantentrog (QT) aus. Die Wafer 11-13-97-1, 11-07-00-2 und 07-30-02-1 besitzen eine Opferschicht (OS) welche durch einen geeigneten Ätzprozess die Herstellung von freitragenden Strukturen erlaubt. Der Wafer D040715A besitzt eine tieferliegende und bei relativ niedrigen Temperaturen gewachsene (englisch “low temperature”, LT) GaAs-Schicht.

Die spezifizierten Flächenladungsträgerdichten n_s und Elektronenbeweglichkeiten μ bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K sowie die daraus nach Gleichungen 1.4 bis 1.10 berechneten jeweiligen Fermienergien E_F , Fermiwellenlängen λ_F , Fermigeschwindigkeiten v_F , mittlere Streuzeiten τ , mittlere freie Weglängen l_{mfp} sowie

magnetfeldabhängige Zyklotronradien r_{cycl} sind in der Tabelle A.1 zusammengefasst.

Wafer	11-13-97-1	07-30-02-1	11-07-00-2	D040715A
Probe	Probe 1 und C1	Probe 2	Probe 3 und C2	Probe 4 und 5
$n_s[\frac{1}{\text{cm}^2}]$	$9.1 \cdot 10^{11}$	$7.8 \cdot 10^{11}$	$2.55 \cdot 10^{11}$	$2.75 \cdot 10^{11}$
$\mu[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}]$	$0.234 \cdot 10^6$	unbekannt	$0.411 \cdot 10^6$	$1.74 \cdot 10^6$
$E_F[\text{meV}]$	32.5	27.9	9.1	9.8
$\lambda_F[\text{nm}]$	26.3	28.4	49.6	47.8
$v_F[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$	$4.1 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^5$	$2.2 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^5$
$\tau[\text{ps}]$	8.9	unbekannt	15.7	66.3
$l_{\text{mfp}}[\mu\text{m}]$	3.7	unbekannt	3.4	15.1
$r_{\text{cycl}}[\text{nm}]$ ($B = 1 \text{ T}$)	157	146	83	87

Tabelle A.1: Physikalische Eigenschaften der verwendeten Waferstrukturen und Zuordnung zu den beschriebenen Proben. Die Flächenladungsträgerdichte n_s sowie die Beweglichkeit μ wurde von der Wegscheidergruppe spezifiziert. Die Fermienergien E_F , Fermiwellenlängen λ_F , Fermigeschwindigkeiten v_F , mittlere Streuzeiten τ , mittlere freie Weglängen l_{mfp} sowie Zyklotronradien r_{cycl} (bei $B = 1 \text{ T}$) wurden daraus gemäß den Gleichungen 1.4 - 1.10 berechnet.

Anhang B:

Prozessparameter

Die verwendeten Proben wurden im Reinraum des LS Kotthaus aus den jeweiligen Heterostrukturwafern mit Hilfe der folgenden stichwortartig beschriebenen Prozessschritte präpariert:

- Cleaving : Durch Anritzen mit einer Diamantspitze und anschließendem Druck an dieser Sollbruchstelle werden etwa 5x5 mm quadratische Proben gewonnen.
- Reinigen : Zum Entfernen der Schutzlackbeschichtung und eventuellen Oberflächenverunreinigungen wird die Probe kopfüber in einem Uhrenglas in kochendem Azeton gereinigt, danach in Azeton mit einem weichen Flies von innen nach außen vorsichtig mechanisch abgezogen, anschließend mit Isopropanol abgespült und schließlich mit einem Stickstoffstrahl abgeblasen und damit von Flüssigkeitsresten befreit.
- Optische Lithographie :
Definition der Mesastruktur : Rotationsbeschichtung mit dem Positivlack Shipley Microposit 1813 für 30 s bei 6000 U/min. Ausbacken des Lackes für 90 s bei 115°C auf der Heizplatte. 33 s Belichtung mit UV-Licht am Maskaligner Süss MJB 3. 50 - 80 s Entwickeln mit Microposit Entwickler, danach 10 s in destilliertes Wasser. Das Ätzen erfolgt durch 9 - 10 s Einwirkung von verdünnter Piranhasäure ($H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ im Verhältnis 1 : 3 : 100).

Herstellung der ohmschen Kontakte : Rotationsbeschichtung mit dem Lack Shipley Microposit 1813 für 30 s bei 6000 U/min. Ausbacken des Lackes für 90 s bei 115°C auf der Heizplatte. 38 s Belichtung mit UV-Licht am Maskaligner. 50 - 60 s Entwickeln mit Microposit Entwickler, danach 10 s in destilliertes Wasser. Aufdampfen von 75 nm AuGe, 12 nm Ni und 75 nm AuGe. Lift-off mit kochendem Azeton. Erwärmung unter Argon-Schutzatmosphäre mit folgendem Temperaturprofil: 5 min bei 110°C, 4 min bei 360°C und 1 min bei 420°C ergibt einen Raumtemperatur-Widerstand von circa 200 k Ω über die Mesa.

Definition der Gatter: Rotationsbeschichtung mit dem Lack Shipley Microposit 1813 für 30 s bei 6000 U/min. Ausbacken des Lackes für 90 s bei 115°C auf der

Heizplatte. 33 s Belichtung mit UV-Licht am Maskaligner. 50 - 60 s Entwickeln mit Microposit Entwickler, danach 10 s in destilliertes Wasser. Aufdampfen von 5 nm Ti als Haftvermittler und 90 nm Au für die Gatter. Abschließender Lift-off mit kochendem Azeton.

- Elektronenstrahlolithographie:
Definition der Quantenpunktkontaktstruktur : Der Wafer wird erneut mit kochendem Azeton, PMMA-Remover und Isopropanol sehr gründlich von eventuellen Lackresten gereinigt. Rotationsbeschichtung mit PolyMethylMethAcrylat (PMMA, Molekulargewicht $u = 500000$) für 30 s bei 5000 U/min. Ausbacken des Lackes für 120 s bei 170°C auf der Heizplatte. Belichtung mit dem Leo DSM 982 Raster Elektronen Mikroskop bei einer Beschleunigungsspannung von 6 kV, einem Strahlstrom von 14.2 pA und einer Flächenladungsdosis von $60 \frac{\mu C}{cm^2}$. Anschließend 4 min Erwärmen auf 120°C auf der Heizplatte. 50 s entwickeln mit PMMA-Entwickler (Methylisobutylketon (MIBK) : Isopropylalkohol (IPA) 1 : 3) und spülen mit Isopropanol. 60 s Plasmaätzen im GigaEtch bei 200 mW Leistung und Probenpositionierung auf kleinem Becherglas (also in circa 7 cm Höhe). Das Ätzen erfolgte durch 40 - 50 s Einwirkung von schon etwas älterer, verdünnter Piranhasäure ($H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ im Verhältnis 1 : 3 : 100).

Definition der Gatter : Der Wafer wird erneut mit kochendem Azeton, PMMA-Remover und Isopropanol gereinigt. Zweifache Rotationsbeschichtung erst mit PMMA (Molekulargewicht $u = 150000$) für 30 s bei 5000 U/min, ausbacken des Lackes für 120 s bei 170°C auf der Heizplatte, und anschließend mit PMMA (Molekulargewicht $u = 500000$) für 30 s bei 5000 U/min und erneutem Ausbacken des Lackes für 120 s bei 170°C auf der Heizplatte. Belichtung mit dem Leo REM bei einer Beschleunigungsspannung von 6 kV, einem Strahlstrom von 14.0 pA und einer Flächenladungsdosis von $65 \frac{\mu C}{cm^2}$. 50 s entwickeln mit dem PMMA-Entwickler und spülen mit Isopropanol. Aufdampfen von 5 nm Ti als Haftvermittler und 110 nm Au für das den QPC bedeckende Gatter. Durch das zweifache Belacken besitzt der Lackquerschnitt ein unterkehliges Profil, wodurch dann der finale Lift-off in kochendem Azeton unterstützt wird.

Der Lift-off erfolgte im Allgemeinen im kochenden Azetonbad unter Zuhilfenahme einer Pipette und daraus gezielt gerichtetem Azetonstrahl zum Ablösen der sich auf dem Resistlack befindenden Metallfläche. Bei nicht vollständig erfolgtem Lift-off wurde bei Bedarf nach längerem Einwirken von Azeton noch ein unterstützendes Ultraschall-Bad verwendet (maximal 20 % Leistung bis zu 20 s).

Anhang C:

Liste der verwendeten Komponenten

- [K 1] Magneto-optisches Kryostatsystem, Spectromag 4000, Oxford Instruments.
- [K 2] Durchflusskryostat für optische Mikroskopie, “Microstat”, Oxford Instruments.
- [K 3] Badkryostat, 221, CryoVac.
- [K 4] Hochleistungs CW-Pumplaser im single-mode-Betrieb, Verdi V-10, Coherent.
- [K 5] Modelocked Ti:Saphir-Lasersystem, Mira900-D, Coherent.
- [K 6] Laserdiode mit 30 mW optischer Ausgangsleistung, LT024MD0, Sharp.
- [K 7] Apochromat 50x SL Objektiv 378-811 mit numerischer Apertur = 0.42, Brennweite $f_1 = 4.0$ mm und Arbeitsabstand $f_2 = 20.5$ mm, Mitutoyo.
- [K 8] Plankonvexe Linse mit Durchmesser $D = 150.8$ mm und Brennweite $f = 150.0$ mm, LA1417, Thorlabs.
- [K 9] “Lock-in”-Verstärker, 7265, Signal Recovery.
- [K 10] RF-“lock-in”-Verstärker, SR844, Stanford Research Systems.
- [K 11] Laser Modulator LM 0202 mit analogem Verstärker LAV 400, LINOS Photonics.
- [K 12] Schrittmotoren, M-126.DG, Physik Instrumente.
- [K 13] Schrittmotorsteuerung, C-804, Physik Instrumente.
- [K 14] Piezoschrittmotoren, ANPx51 und ANPz51, attocube systems.
- [K 15] Piezoschrittmotoren-Steuerung, ANC 150, attocube systems.
- [K 16] Multimeter, 34401A, Hewlett Packard.
- [K 17] programmierbare DC-Quelle, 7651, Yokogawa.
- [K 18] programmierbare DC-Quelle, S252, Knick.

- [K 19] Strom-Spannungswandler, 1211, Ithaco.
- [K 20] 100MHz Strom-Spannungswandler, HCA-100M, Femto.
- [K 21] Strom-Spannungswandler mit variablem Frequenzbereich, DHPCA-100, Femto.
- [K 22] Messprogramm zur Ansteuerung von GPIB-Geräten, *GPPlus* von H. Qin, LMU München (2002).
- [K 23] Protokoll-basiertes Messprogramm, *Sequencer 4* von J. Moser, LMU München (2006).
- [K 24] Protokoll-basiertes Messprogramm, *Labmaster* von Q. Unterreithmeier, LMU München (2007).
- [K 25] Programm zur Darstellung dreidimensionaler Datensätze, *Betrachter* von C. Rössler und O. Sqalli, LMU München (2007).

Nachwort

Die in dieser Dissertation publizierte Arbeit wurde vor allem vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) im Rahmen des nanoQUIT-Projekts gefördert.

Die für diese Arbeit unerlässlichen Heterostrukturen wurden in der Gruppe von Professor W. Wegscheider gewachsen und uns dankenswerterweise zur Verfügung gestellt.

Die Simulationen für die orts aufgelösten Photostrommessungen aus Kapitel 4 wurden von Franz Josef Kaiser an der Universität Augsburg ausgeführt.

Die Experimente wurden vor allem an der Ludwig-Maximilians-Universität in München am Lehrstuhl für Festkörperphysik von Prof. Jörg P. Kotthaus in der Teilgruppe von Prof. Alexander W. Holleitner durchgeführt.

Ein Teil der Photolumineszenzmessungen wurde am Aufbau von J. Rössler am Walter-Schottky-Institut der TU München durchgeführt.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich hiermit noch der angenehmen Aufgabe widmen, allen denjenigen ganz herzlich zu danken, die mich im Laufe meiner Dissertation freundlich begleiteten und unterstützten:

Herrn Prof. J.P. Kotthaus a.k.a. Jörg danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit hier an seinem Lehrstuhl anzufertigen sowie für die vielen interessanten und zielführenden Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. A.W. Holleitner a.k.a. Alex danke ich ganz herzlich für so vieles! Er hat diese Arbeit wissenschaftlich begleitet, mich in das Thema eingeführt und war bei auftretenden Problemen sowohl im Labor als auch bei der Auswertung immer mit Rat und Tat zur Stelle. Danke !!!

Der gesamten anwesenden Arbeitsgruppe danke ich für das angenehme Gruppenklima und die allgegenwärtige Hilfsbereitschaft.

Die Messdaten wurden mit Hilfe von automatisierten Programmen [K 22], [K 23], [K 24] und [K 25] aufgenommen und vorausgewertet. Ein großes Dankeschön für die Softwareentwicklung und -bereitstellung vor allem an Quirin und Clemens!

Im Speziellen möchte ich noch Clemens für gemeinsame Mess- und Schreibtage danken. So macht Physik wirklich Spaß!

Besonders hervorheben möchte ich die ausgezeichnete Arbeit von Stephan Manus, Alexander Paul, Stefan Schöffberger, Wolfgang Kurpas, Pit Kiermaier, Philipp Alt-peter und Reinhold Rath, die dadurch alle zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Auch Martina sowie all den anderen helfenden Händen im Hintergrund sei sehr herzlich für die Unterstützung gedankt!

Mein abschließender Dank gilt meinen Freunden, meiner Familie und insbesondere meiner Frau Maleika und meiner kleinen Tochter Carolina, die mich alle während meiner Promotionszeit in vielfältiger Weise unterstützten und motivierten.

Lebenslauf

Klaus-Dieter Hof, geboren am 11.09.1977 in Aalen, Deutschland, verheiratet.

- 1984 - 1988** Grundschule in Aalen-Wasseralfingen
- 1988 - 1997** Kopernikus Gymnasium Wasseralfingen
- 1997** Erwerb der allgemeinen Hochschulreife
- 1997 - 1998** Ableistung des Wehrdienstes
- 1998 - 2004** Studium der Physik an der Friedericihana
Universität Karlsruhe (TH)
- 2000** Vordiplom
- 2001 - 2002** Auslandsstudium der Physik an der
University of California, San Diego
- 2004** Diplom an der Universität Karlsruhe (TH)
Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe Wegener:
Phasenstabilisierung eines Ti:Sa-Lasersystems
- 2004 - 2005** MBA-Studium am Collège des Ingénieurs, Paris
- 2005 - 2009** Promotionsstudium und wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Lehrstuhl für Festkörperphysik Prof. J.P. Kotthaus,
Center for NanoScience und Department für Physik,
Ludwig-Maximilians-Universität München
- seit 1.2. 2009** Tätigkeit als Prüfer am Europäischen Patentamt in München.