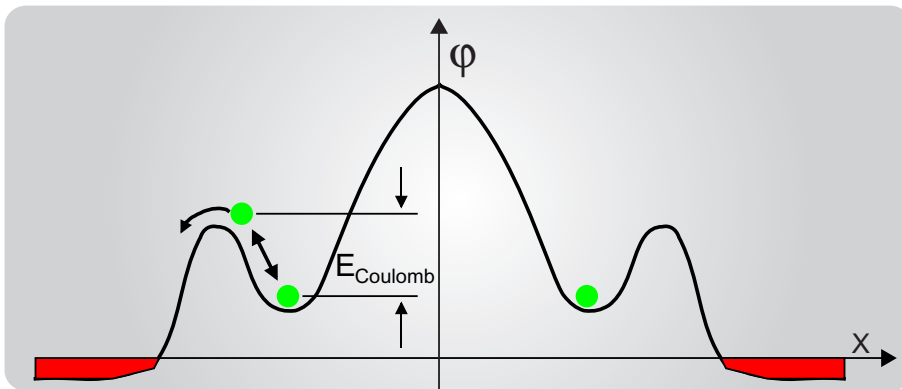


Akustoelektrischer Strom durch lateral definierte Quantenpunktkontakte

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



vorgelegt von

Alexander George Carl Haubrich

aus Köln

München, den 8. Dezember 2000

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

Halbleiterphysik

Akustoelektrischer Strom durch lateral definierte Quantenpunktkontakte

vorgelegt von
Alexander Haubrich
aus Köln

München, den 8. Dezember 2000

Lehrstuhl für experimentelle Halbleiterphysik
Prof. Dr. J.P. Kotthaus
Sektion Physik
Ludwig-Maximilians-Universität
München

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Achim Wixforth
2. Gutachter: Prof. Dr. Eberhard Riedle

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Februar 2001

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmalig Untersuchungen zum akustoelektrischen Strom durch lateral mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie definierter Quantenpunktkontakte auf einer GaAs/AlGaAs Heterostruktur durchgeführt. Hauptfokus der Untersuchungen bezieht sich auf den akustischen Einzelelektronentransport durch die Quantenpunktkontaktstruktur. Ein Potential eines im Abschnürbereich betriebenen Quantenpunktkontakts kann durch das begleitende elektrische Feld einer akustischen Oberflächenwelle derart moduliert werden, daß sich Quantenpunkte mit der Periodizität der Oberflächenwelle durch den Quantenpunktkontaktkanal bewegen. Diese Quantenpunkte können abhängig von den Potentialverhältnissen auf Grund der Coulombblockade mit ein, zwei, drei usw. Elektronen besetzt werden. Aus dieser Konfiguration ergibt sich ein quantisierter Strom durch den Quantenpunktkontakt der Größe $I = nef$ wobei $n = 1, 2, 3, \dots$, e die Elementarladung und f die verwendete Frequenz der Oberflächenwelle bedeuteten.

Um die Modulationslänge auf die Länge des Quantenpunktkontakt zu bringen und im Hinblick auf einen zukünftigen Stromstandard sind hohe Anregungsfrequenzen der Oberflächenwelle nötig. So entfiel ein großer Teil der Arbeit auf die hochfrequenztechnische Optimierung der verwendeten Schallwandlerstrukturen auf GaAs. Es konnten als Ergebnis hervorragend angepaßte Schallwandlerstrukturen bis 3GHz entwickelt werden, die bei den Experimenten zum akustoelektrischen Transport Verwendung fanden. Die Stromstärken, die bei diesen Frequenzen erreicht werden liegen etwa bei 500pA für $n = 1$.

Ein weiterer Teil der Arbeit entfiel auf die Herstellung der Quantenpunktkontakte und der interdigitalen Schallwandlerstrukturen. Bei der Herstellung der Quantenpunktkontakte wurde das Verfahren der fokussierten Ionenstrahlolithographie in Kooperation mit der Arbeitsgruppe A. Wieck von der Ruhr-Universität Bochum verwendet. Die besondere Herausforderung bei der Herstellung der Schallwandlerstrukturen, die durch Elektronenstrahlolithographie definiert wurden, war die Tatsache kleinste Strukturen (150nm) auf einer großen Fläche (100 μ m mal 120 μ m) zu definieren. Da auf dieser Fläche kein einziger Kurzschluß zwischen den Metallfingern existieren sollte, stellte dies besonders hohe Anforderungen an den Elektronenstrahlolithographieprozeß.

Als Ergebnis der Messungen des akustoelektrischen Stromtransports durch die lateral definierten Quantenpunktkontakte, konnte eine Quantisierung des Stromes bis zur fünften Stufe ($n = 5$) sehr ausgeprägt beobachtet werden. Die Genauigkeit der Quantisierung blieb dabei noch hinter den Erwartungen zurück und erreichte etwa 10%.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Inhaltsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	vi
Einleitung	1
1. Die Stromstärke in der Metrologie und Einzelelektronentransport	3
1.1. Die heutige Darstellung der drei wichtigsten elektrischen Einheiten . . .	4
1.1.1. Das Volt und der Josephson-Effekt	5
1.1.2. Das Ohm und der Quanten-Hall-Effekt	5
1.1.3. Das Ampère und der Kryostromkomparator	7
1.2. Ansätze für einen „echten“ Stromstandard	9
1.2.1. Quantendots	10
1.2.2. Quantenpunktkontakte und akustische Oberflächenwellen	11
2. Theoretische Grundlagen	15
2.1. Niederdimensionale Elektronensysteme	15
2.1.1. Realisierung niederdimensionaler Elektronensysteme	16
2.1.2. Beschreibung niederdimensionaler Elektronensysteme	18
2.2. Quantenpunktkontakte	22
2.2.1. Eigenschaften von Quantenpunktkontakten	22
2.2.2. Verschiedene Arten der Realisierung von Quantenpunktkontakten	25
2.3. Hochfrequenztechnik	29
2.3.1. S-Parameter	30
2.3.2. Das Smith-Diagramm und Anpassung von Hochfrequenzkomponenten	33
2.4. Akustische Oberflächenwellen	39
2.4.1. Akustische Oberflächenwellen auf einem piezoelektrischen Kristall	40
2.4.2. Anregung und Detektion von akustischen Oberflächenwellen . .	45
2.4.3. Wechselwirkung akustischer Oberflächenwellen mit einem 2DES	55
2.4.4. Akustische Oberflächenwellen und Quantenpunktkontakte . . .	60

3. Präparationstechniken und experimentelle Methoden	68
3.1. Probenpräparation	69
3.1.1. Optische Kontaktlithographie	69
3.1.2. Elektronenstrahlithographie	70
3.1.3. Fokussierte Ionenstrahlithographie	71
3.1.4. Die Probengeometrie	72
3.2. Experimente und Charakterisierungsmethoden	74
3.2.1. Charakterisierung von SAW-Verzögerungsleitungen	74
3.2.2. Meßtechnik und Aufbau für die SAW-QPK Proben	74
3.2.3. Röntgen-Topographie	76
4. Experimentelle Ergebnisse	79
4.1. Röntgentopographische Untersuchungen	79
4.2. Optimierung der interdigitalen Schallwandler	82
4.3. Akustischer Elektronentransport durch Quantenpunktkontakte	89
4.3.1. Einseitige Modulationsanregung der SAW	91
4.3.2. Beidseitige Modulationsanregung der SAW	100
5. Zusammenfassung und Ausblick	120
Anhang	123
A. Probenmaterial	125
A.1. Probenmaterial 1107	125
A.2. Probenmaterial 06-12-97.2	126
A.3. Probenmaterial 12231	126
A.4. Probenmaterial 12110	127
B. Prozeßparameter	129
B.1. Lacksysteme	129
B.1.1. Optische Kontaktlithographie	129
B.1.2. Elektronenstrahlithographie	130
B.2. Ätzen	130
B.3. 3GHz Schallwandler	131
C. Maskensatz für die FIB-QPK Probe	132
D. Maskensatz für 3GHz Verarmungsschallwandler	134
E. Maskensatz für die Strukturierung der Hybrid-QPK-Probe	142
Literaturverzeichnis	151

Tabellenverzeichnis

2.1. Zusammenhang zwischen Leistung, Spannungswellen und S-Parametern.	32
2.2. Einige wichtige Eigenschaften des GaAs-Kristalls	42
2.3. Statische Kapazität von ungewichteten Normalfingerwandlern auf GaAs.	51
4.1. Bedeutung der römischen Ziffern in der Probenbezeichnung.	89
A.1. Probenmaterial <i>1107</i>	125
A.2. Probenmaterial <i>1107</i>	125
A.3. Probenmaterial <i>06-12-97.2</i>	126
A.4. Probenmaterial <i>12231</i>	127
A.5. Probenmaterial <i>12110</i>	128
B.1. Parameter für die optische Kontaktlithographie	129
B.2. Parameter für die Elektronenstrahlithographie	130
B.3. Ätzparameter	130
B.4. Parameter für 3GHz Schallwandler	131

Abbildungsverzeichnis

1.1. Quanten-Hall-Messung.	7
1.2. Prinzip des Kryostromkomparators.	8
1.3. Das metrologische Dreieck.	9
1.4. Potentialschema für einen Quantenpunkt.	11
1.5. Quantisierter Strom durch einen Quantenpunkt.	12
1.6. Quantisierter Strom durch einen QPK mit SAW.	14
2.1. Aufbau und Bandkantenverlauf von Heterostrukturen.	17
2.2. Qualitativer Verlauf der Zustandsdichte für verschiedene Dimensionen eines Elektronensystems.	18
2.3. Vergleich der Zustandsdichte für $B = 0$ und $B \neq 0$	21
2.4. QPK-Kennlinie.	23
2.5. In-Plane-Quantenpunktkontakt.	26
2.6. Zwei parallele Quantenpunktkontakte.	27
2.7. AFM-Aufnahme Negativlackstege.	28
2.8. Abstandsmodulierte Feldeffektelektrode.	29
2.9. Schema eines Zweitores.	30
2.10. Das vollständige Smith-Diagramm.	34
2.11. Wirkungsweise von Induktivitäten und Kapazitäten auf Impedanzen im Smith-Diagramm.	35
2.12. Die Möglichkeiten der Anpassungsnetzwerke.	37
2.13. Berechneter IDT in einem Smith-Diagramm.	38
2.14. Normierte Auslenkung und elektrisches Potential einer Oberflächenwelle.	44
2.15. Schematische Darstellung der mechanischen Deformation einer SAW.	45
2.16. Piezoelektrisches Potential einer Oberflächenwelle auf GaAs.	46
2.17. Verschiedene Typen von interdigitalen Schallwandlern.	47
2.18. Seitenansicht zweier entgegengesetzt geladener IDT-Elektroden.	48
2.19. Eine Oberflächenwellen-Verzögerungsleitung.	49
2.20. Ersatzschaltbild für einen interdigitalen Schallwandler.	50
2.21. Strahlungsleitwert, Blindleitwert und kapazitiver Leitwert zwei verschie- dener hochfrequenter IDT.	52
2.22. Transmission eines 3GHz Normalfingerwandlers.	54

2.23. Reflektierte, transmittierte und in Volumenmoden konvertierte Energie einer SAW.	55
2.24. Abhängigkeit von σ_m und K_{eff}^2 von der Wellenzahl und der Tiefe des 2DES.	57
2.25. Relative Dämpfung und Geschwindigkeitsänderung einer SAW in Abhängigkeit von σ_m	58
2.26. QPK-Potential mit aktiver SAW.	64
2.27. Abhängigkeit der Antitunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons aus einem SAW induzierten Quantenpunkt in das 2DES Reservoir.	65
2.28. Abhängigkeit der Antitunnelwahrscheinlichkeit des zweiten Elektrons aus einem SAW induzierten Quantenpunkt in das 2DES Reservoir.	66
3.1. Der Abhebeprozess für die Mikro- und Nanostrukturierung.	70
3.2. Die Probengeometrie.	73
3.3. Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines 2,7GHz Normalfingerwandlers.	73
3.4. Experimenteller Aufbau für die verschiedenen Standardmessungen an SAW-QPK Proben.	75
3.5. Einseitige Modulationsmessung.	76
3.6. Beidseitige Modulationsmessung.	77
3.7. Experimenteller Aufbau für eine röntgentopographische Aufnahme eines akustischen Wellenfeldes.	78
4.1. Röntgentopographische Aufnahme einer SAW, die einen geätzten Graben passiert.	80
4.2. Röntgentopographische Aufnahme einer SAW, die eine Kaskade von geätzten Löchern passiert.	81
4.3. Rasterelektronenstrahlmikroskop-Bild eines 6,8GHz Transducers.	83
4.4. S_{21} eines der ersten hergestellten Transducer bei einer Frequenz von 2,75GHz.	83
4.5. Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Fingerpaarzahl.	84
4.6. Vergleich verschiedener Fingerpaarzahlen an nicht optimierten IDT.	85
4.7. Darstellung der Funktion $IL(T_v, W)$ in einem Konturdiagramm.	86
4.8. Abhängigkeit der Einfügedämpfung von T_v und W dargestellt in einem Smith-Diagramm.	87
4.9. Maximum der Einfügedämpfung.	87
4.10. Transmissionsmessung eines optimierten IDT auf Probenmaterial.	88
4.11. Überprüfung der Leckstromrate der Feldeffektelektroden.	91
4.12. Feldeffekt-Charakteristik (Leitwert) von Probe 1107.I.d.	92
4.13. Strom Spannungs Kennlinien der Probe 1107.I.d.	93
4.14. Transmission der Probe 1107.I.d.	94
4.15. Frequenzabhängige Messung des ac an Probe 1107.I.d.	95

4.16. Feldeffektabhängige Messung von 0dBm bis -5dBm an Probe <i>1107.I.d.</i>	97
4.17. Feldeffektabhängige Messung von -10dBm bis -23dBm an Probe <i>1107.I.d.</i>	99
4.18. Feldeffekt-Charakteristik (Leitwert) von Probe <i>1107.II.b.</i>	101
4.19. Strom–Spannungs Kennlinien der Probe <i>1107.II.b.</i>	102
4.20. Transmission der Probe <i>1107.II.b.</i>	102
4.21. Frequenzabhängige Messung des <i>ac</i> an Probe <i>1107.II.b.</i>	104
4.22. Vergleich 300K und 77K der frequenzabhängigen Messung des <i>ac</i>	105
4.23. Feldeffektabhängige Messung von -10dBm bis 10dBm an Probe <i>1107.II.b</i> (300K).	106
4.24. Feldeffektabhängige Messung von -10dBm bis 10dBm an Probe <i>1107.II.b</i> (77K).	108
4.25. Feldeffektabhängige Messung von -5dBm bis 13dBm an Probe <i>1107.II.b</i> (4,2K).	109
4.26. Ausschnittsvergrößerung der 13dBm Messung aus Abbildung 4.25.	110
4.27. Charakterisierung der Probe <i>1107.II.c.</i>	112
4.28. Feldeffektabhängige Messung bei 10dBm an Probe <i>1107.II.c</i> (4,2K).	113
4.29. Feldeffektabhängige Messung 15dBm bis 25dBm an Probe <i>1107.II.c</i> (4,2K).	115
4.30. Ausschnitte zur Abbildung 4.29.	116
4.31. Ausschnitt der Messung bei 25dBm.	117
4.32. Schematische Darstellung des SAW induzierten QD–Potentials.	118
C.1. Maskensatz für die FIB–Probe	133
D.1. Verarmungs–IDT; Maske für die Mesastruktur.	135
D.2. Verarmungs–IDT; Maske für die Kontakte.	136
D.3. Verarmungs–IDT; Maske für die Feldeffektelektrode; 2DES.	137
D.4. Verarmungs–IDT; Maske für die Feldeffektelektrode; Trennung.	138
D.5. Verarmungs–IDT; Maske für die IDT–Kontakte.	139
D.6. Verarmungs–IDT; Maske für die Bondflächen.	140
D.7. Verarmungs–IDT; Alle Masken übereinandergelegt.	141
E.1. Hybrid–QPK–Probe; Probenlayout.	143
E.2. Hybrid–QPK–Probe; Maske für Mesastruktur.	144
E.3. Hybrid–QPK–Probe; Maske für Kontakte.	145
E.4. Hybrid–QPK–Probe; Maske für Bondflächen und Feldeffektelektrode.	146
E.5. Hybrid–QPK–Probe; Maske <i>nur</i> für Bondflächen.	147
E.6. Hybrid–QPK–Probe; Maske für abstandhaltendes Oxid.	148
E.7. Hybrid–QPK–Probe; Alle Masken übereinander gelegt.	149

Einleitung

Akustische Oberflächenwellen (Surface Acoustic Wave — SAW) haben zusätzlich zu ihrer herausragenden Bedeutung in der Technik in letzter Zeit auch in der Wissenschaft immer mehr Interesse gefunden. In der Technik werden Oberflächenwellenbauelemente seit ihrem Durchbruch 1965, als White und Voltmer [White 65] zur Erzeugung der SAW kammartig ineinandergreifende Metallstrukturen auf piezoelektrischen Substraten einführen, vielfältig in der Hochfrequenztechnik verwendet. Diese Metallstrukturen, sogenannte interdigitale Schallwandler (Interdigital Transducer — IDT), werden in dieser Arbeit eine zentrale Rolle hinsichtlich deren Optimierung für hohe Frequenzen spielen. Da ein Filterbauelement zwischen Frequenzen unterscheidet, muß dieses immer eine Art „Gedächtnis“ besitzen, da alle Frequenzen zu einem bestimmten Zeitpunkt ununterscheidbar sind. Herkömmliche RLC-Filter erreichen dies durch einen Schwingkreis, während die Oberflächenwellenfilter eine Verzögerungsleitung auf der sich die SAW fortpflanzt verwenden. Aufgrund des großen Unterschieds von Schall- und Lichtgeschwindigkeit lassen sich die SAW-Bauelemente stark miniaturisieren. Dieser Aspekt, sowie die frequenzselektiven Eigenschaften solcher Verzögerungsleitungen und deren einfache Adaption an bestimmte Anforderungen, wie Bandpaßfilter usw., kombiniert mit der einfachen Herstellung der IDT durch planartechnologische Prozeßtechniken verursachte den Siegeszug der Oberflächenbauelemente in vielen Bereichen der Hochfrequenztechnik. So findet man heutzutage in sämtlichen Mobiltelefonen, Fernsehern, Videorekordern, Key-Kartensystemen usw. SAW-Filterelemente.

Aber auch in der Wissenschaft zeichnet sich ein immer größeres Interesse an SAW ab. Da die vielfach in der Forschung untersuchte Gruppe der III-V Verbindungshalbleiter piezoelektrisch ist, lassen sich auf diesen SAW durch IDT-Strukturen generieren. Die Untersuchung der Wechselwirkung einer SAW mit den optischen und elektrischen Eigenschaften des verwendeten Halbleiters ist sehr interessant.

Zur Untersuchung der dynamischen Leitfähigkeit im Bereich des quantisierten Hall-effektes machte A. Wixforth [Wixforth 86] 1986 erstmals Transmissionsexperimente von Oberflächenwellen auf GaAs/AlGaAs Heterostrukturen. Bald erlangten SAW-Experimente auch eine Bedeutung im Bereich des fraktionellen Quantenhalleffektes [Willett 90], die insbesondere zum experimentellen Nachweis der *Composite Fermions* [Willett 93] führten. Mit den Veränderungen der optischen Eigenschaften von Halbleiterstrukturen beschäftigen sich auch viele Arbeiten. So konnte in den Arbeiten von

C. Rocke [Rocke 97a] und S. Zimmermann [Zimmermann 99] der Einfluß von dynamischen SAW generierten und statischen Potentialübergittern auf optisch erzeugte Elektron-Loch-Paare gezeigt werden. Dort konnten einerseits Elektron-Loch-Paare gespeichert und andererseits über eine makroskopische Strecke transportiert (μm) und als Photolumineszenzsignal wieder ausgelesen werden. Weiterhin wurden viele Untersuchungen zu schallinduzierten Spannungen und Strömen den sogenannten akustoelektrischen Effekt (*ac*) [Esslinger 92, Esslinger 94, Shilton 95] gemacht. Durch die Kombination aus *ac* und der Veränderung der Potentiallandschaft eines Quantenpunktkontakts (QPK), ist es Shilton et al. erstmals gelungen einzelne Elektronen im Potential der Oberflächenwelle durch eine QPK-Struktur zu transportieren [Shilton 96b]. Auch in dieser Arbeit wird es um diese Möglichkeit des „Einzelelektronenpumpens“ durch einen QPK gehen. Wegen der hohen SAW-Frequenzen und der Möglichkeit die QPK parallel zu betreiben, liegt es nahe diese Methode für einen Stromstandard zu verwenden, da dafür größere Stromstärken gebraucht werden, als wie sie jetzt mit z.B. Quantenpunkten erreicht werden können. Im Hinblick darauf werden in dieser Arbeit QPK untersucht, die nicht wie in der Arbeit von Shilton et al. [Shilton 96b] durch ein sogenanntes „Split-Gate“ erzeugt wurden, sondern durch laterale Feldeffektelektroden definiert werden, die durch die Technik der fokussierten Ionenstrahlolithographie (Focused Ion Beam — FIB) in dem Halbleiter definiert werden. Man verspricht sich durch die Verwendung von lateralen Feldeffektelektroden ein besseres Verhalten gegenüber übersprechenden Hochfrequenzsignalen.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Kapitel 1 gibt eine kurze Einführung in die Metrologie der elektrischen Größen, speziell der Stromstärke und zeigt kurz einige Aspekte des Einzelelektronentransports auf.

Kapitel 2 behandelt die relevanten theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis des Themenkomplexes und der Auswertung in Kapitel 4 notwendig sind. Dabei werden die Themen *niederdimensionale Elektronensysteme*, *Quantenpunktkontakte*, *Hochfrequenztechnik* und *akustische Oberflächenwellen* behandelt.

Kapitel 3 stellt die verwendeten Präparations- und Meßtechniken kurz vor und erläutert diese.

Kapitel 4 präsentiert die in dieser Arbeit gewonnen Meßergebnisse zum akustoelektrischen Transport durch lateral definierte QPK und diskutiert diese.

Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick auf weiterführende Experimente zu diesem Thema.

Im Anhang sind schließlich einige Prozeßparameter, Probeneigenschaften, verwendete Maskenstrukturen und Maskenstrukturen für weiterführende Experimente zusammengefaßt.

1. Die Stromstärke in der Metrologie und Einzelelektronentransport

Die elektrischen Einheiten lassen sich nicht auf die drei Basisgrößen der Mechanik (Länge, Masse, Zeit) zurückführen und erfordern somit mindestens eine Definition einer elektrischen Einheit. Für das SI-System wurde das Ampère als definierte Einheit gewählt. Mit den bekannten Gesetzen der Physik ergeben sich dann die zwei anderen wichtigen elektrischen Einheiten, das Volt und das Ohm:

$$1\text{V} = \frac{1\text{W}}{1\text{A}} \quad \text{sowie} \quad 1\Omega = \frac{1\text{V}}{1\text{A}} \quad (1.1)$$

Das Volt leitet sich dabei aus der Gleichsetzung der mechanischen mit der elektrischen Leistung ab, das Ohm dann aus dem Ohmschen Gesetz.

Die heutzutage gültige Definition des Ampère, wurde bereits 1946 vom *Comité International des Poids et Mesures (CIPM)* vorgeschlagen und wurde 1948 international akzeptiert. Die Definition des Ampère wird durch ein idealisiertes Experiment beschrieben:

„Das Ampère (A) ist die Stärke eines zeitlich unveränderlichen elektrischen Stromes, der, durch zwei im Vakuum parallel im Abstand 1 Meter voneinander angeordnete, geradlinige, unendlich lange Leiter von vernachlässigbar kleinem, kreisförmigem Querschnitt fließend, zwischen diesen Leitern je 1 Meter Leiterlänge die Kraft $2 \cdot 10^{-7}$ Newton hervorrufen würde.“

Damit ist eine elektrische Basiseinheit definiert und mit den Einheiten Meter, Sekunde und Kilogramm verknüpft. Die Darstellung des Ampères über diese Definition gestaltet sich aber in der Praxis als sehr schwierig und ist für die Reproduktion der Stromeinheit nicht geeignet. Der einzige praktische Wert dieser Definition liegt in der Festlegung der magnetischen Feldkonstante μ_0 . Mit dem Ampèreschen Gesetz berechnet man mit obiger Definition für die Kraft zwischen zwei geradlinigen und parallelen Leitern:

$$F = l\mu_0 \frac{I^2}{2\pi d} \quad \rightarrow \quad \mu_0 = 2\pi \cdot \frac{1\text{m}}{1\text{m}} \cdot \frac{2 \cdot 10^{-7}\text{N}}{(1\text{A})^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2} \quad (1.2)$$

Hierbei ist:

F : Kraft auf den Leiter

l : Leiterlänge

I : Stromstärke

d : Abstand der Leiter

Mit der Lichtgeschwindigkeit c ist dann auch die elektrische Feldkonstante ε_0 festgelegt. Mit dieser Definition des Ampères und der Kenntnis der Feldkonstanten, können mehrere verschiedene Möglichkeiten für die Realisierung und Kalibrierung der anderen elektrischen Größen gefunden werden. Heutzutage werden in den meisten metrologischen Instituten Quanteneffekte zu Kalibrierzwecken verwendet. Für die Spannung ist das der Josephson-Effekt und für den Widerstand der Quanten-Hall-Effekt. Für die Stromstärke gibt es noch keinen Quanteneffekt, der sich für metrologische Zwecke benutzen ließe. Die heutige Reproduktion und Darstellung des Ampères stützt sich auf die Einheiten Volt und Ohm über das Ohmsche Gesetz. Auf mögliche Ansätze für einen Stromstandard soll in Abschnitt 1.2 eingegangen werden.

1.1. Die heutige Darstellung der drei wichtigsten elektrischen Einheiten

Durch die Definition des Ampère im SI-System, sind alle elektrischen Einheiten festgelegt. Mit den physikalischen Gesetzen lassen sich die verschiedensten Spannungs-, Strom- oder Wattwaagen sowie auch berechenbare Kondensatoren experimentell realisieren, um sehr genaue Absolutwerte für die Spannung, den Strom, die Kapazität und den Widerstand darzustellen. Diese Experimente haben aber den Nachteil, daß sie für eine hohe Genauigkeit sehr schnell sehr aufwendig werden.

Durch die Entdeckung des Josephson-Effekts 1962 durch B.D. Josephson [Josephson 62] und der Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts 1980 durch K. von Klitzing [Klitzing 80] war der Zugang zu äußerst genauen (im Bereich von 10^{-8}) Referenzwerten für die elektrische Spannung und den elektrischen Widerstand gegeben, ohne aufwendige mechanische Experimente durchführen zu müssen. Die Reproduzierbarkeit der Quantenexperimente übertraf schon bald die absolute Realisierung innerhalb des SI-Systems. Aus diesem Grund wurde am 1.1.1990 die Josephson-Konstante K_J und die von Klitzing-Konstante R_H auf einen festen Wert festgelegt (siehe die nächsten Abschnitte).

Im folgenden sollen die Darstellung des Volts und des Ohms durch diese makroskopischen Quanteneffekte näher erläutert werden. Im Anschluß soll noch kurz die aktuelle Meßmethode für Gleichströme behandelt werden, die in der Praxis Anwendung findet.

1.1.1. Das Volt und der Josephson-Effekt

Das Volt wird heutzutage weltweit in den meisten nationalen Metrologielabors durch den Josephson-Effekt dargestellt. Davor wurden aufwendige mechanische Experimente verwendet, wie z.B. die Spannungswaage, um die Spannung mit Hilfe der mechanischen Einheiten zu definieren. Solche Darstellungen der elektrischen Spannung Volt sind gleichbedeutend mit einer Bestimmung der Josephson-Konstante. Der Josephson-Effekt ist ein makroskopischer Quanteneffekt, der an zwei schwach gekoppelten Supraleitern auftritt. Die schwache Kopplung der Supraleiter besteht meistens aus einer dünnen isolierenden Schicht, einem Tunnelkontakt oder auch aus sogenannten „weak links“ [Likharev 79, Irmer 99]. Bei den weak links werden die beiden Supraleiter durch eine geometrische Verengung miteinander verbunden. Wird ein solches Bauelement im supraleitenden Zustand einer Mikrowellenstrahlung ausgesetzt, so lassen sich in der Strom-Spannungscharakteristik Stufen im Strom bei konstanter Spannung messen, die folgender Gleichung gehorchen:

$$U = \frac{h}{2e} n f \quad (1.3)$$

Die üblicherweise benutzten Frequenzen bewegen sich in der Größenordnung von 70GHz, womit man einen Stufenabstand im Bereich von $150\mu\text{V}$ erreicht. Der Kehrwert von $h/2e$ wird als Josephsonkonstante K_J bezeichnet und wurde 1990 folgendermaßen festgelegt:

$$K_J = 483.597,9\text{GHz/V} \quad (1.4)$$

In der Praxis werden über 10.000 Josephsonkontakte hintereinander geschaltet. Diese 10.000 Bauelemente befinden sich in dem gleichen Quantenzustand und ermöglichen somit eine höchstpräzise Darstellung des Volts, auch für Spannungen im Bereich von 10V und darüber. Dabei beträgt die relative Unsicherheit weniger als ein Milliardstel.

1.1.2. Das Ohm und der Quanten-Hall-Effekt

Wie oben schon erwähnt wird heutzutage auch die Einheit Ohm weltweit durch einen makroskopischen Quanteneffekt dargestellt, den Quanten-Hall-Effekt. Davor wurde das Ohm über die Einheit der Kapazität, das Farad, dargestellt. Dies war notwendig, da die technische Realisierung nach der Definition des Ohms nicht mit ausreichender Genauigkeit durchführbar ist. Die Definition des Ohms

„1 Ohm ist derjenige Widerstand, der bei einem Strom der Stärke 1 Ampère einen Spannungsabfall von 1 Volt hervorruft“

setzt die elektrische Basiseinheit Ampère voraus, die sich wiederum auf die mechanischen Basiseinheiten und der Definition der magnetischen Feldkonstanten μ_0 stützt.

Das Volt andererseits ergibt sich aus der Äquivalenz der mechanischen und der elektrischen Leistung.

$$1 \frac{\text{Nm}}{\text{s}} = 1\text{W} = 1\text{VA} \quad (1.5)$$

Die Darstellung des Ohm durch das Farad geschieht durch einen sogenannten „berechenbaren Kondensator“ nach Thompson und Lampard. Damit wird die Kapazitätsmessung auf eine Längenmessung zurückgeführt. Die Kapazität läßt sich nun mit einem Wechselstromwiderstand bei einer bestimmten Frequenz vergleichen. Dessen kapazitive und induktive Anteile bei dieser Frequenz sind bekannt, wodurch sich dieser Wechselstromwiderstand nun mit einem Gleichstromwiderstand vergleichen läßt. Mit dieser Vergleichskette lassen sich Genauigkeiten im Bereich von weniger als 10^{-7} für die Darstellung des Ohm erreichen.

Dies änderte sich 1980 mit der Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts. Der Effekt tritt an Proben mit einem zweidimensionalen Elektronensystem (2DES — siehe Abschnitt 2.1) auf, die sich in einem hohen Magnetfeld befinden. Wird bei solchen Proben bei sehr tiefen Temperaturen ($< 4\text{K}$) die Hallspannung als Funktion der magnetischen Flußdichte B gemessen, so treten Plateaus konstanter Hallspannung auf (siehe Abbildung 1.1). Der Hallwiderstand R_H auf den Plateaus folgt der Beziehung:

$$R_H = \frac{h}{ne^2} \quad (1.6)$$

n ist hierbei eine ganze positive Zahl. Da die von Klitzing-Konstante h/e^2 nicht genau bekannt ist, wurde sie nach dem Stand der damaligen Kenntnisse auf den Wert $R_K = 25812,807\Omega$ festgelegt. Innerhalb des SI-Systems liegt die Unsicherheit der Konstanten bei $2 \cdot 10^{-7}$, die durch die Bestimmung der Feinstrukturkonstanten α hervorgerufen wird. R_K ist durch die im SI-System *exakt* definierten Naturkonstanten c und μ_0 mit α verknüpft.

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{2}{\mu_0 c} \frac{h}{e^2} = \frac{2}{\mu_0 c} \cdot R_K \quad (1.7)$$

Diese Unsicherheit bei der Bestimmung von α ist um zwei Größenordnungen schlechter als die Reproduzierbarkeit des Quanten-Hall-Effekt. Diese Unsicherheit innerhalb des SI-Systems kommt aber erst dann zum tragen, wenn die elektrischen Einheiten mit den mechanischen verknüpft werden.

Für die Widerstandsmessung in der Praxis benötigt man aber nicht alleinig die Darstellung mit dem Quanten-Hall-Effekt, sondern braucht darüber hinaus Methoden, die sowohl den breiten Anwendungsbereich ($10^{-6}\Omega$ bis $10^{14}\Omega$) von technischen Widerständen als auch die gebräuchlichen dekadischen Werte des Ohms abdeckt. Dazu waren vor der Entdeckung des Quanten-Hall-Effekt mehrere Methoden, wie z.B. der Kryostromkomparator, in Gebrauch, die sich durch Verfeinerung auf den nicht dekadischen Wert des Quanten-Hall-Widerstandes abstimmen ließen. Eine der wichtigsten Methoden, die auch zur Eichung von Gleichströmen verwendet wird ist der Kryostromkomparator [Gallop 90] der im folgenden Abschnitt näher beschrieben wird.

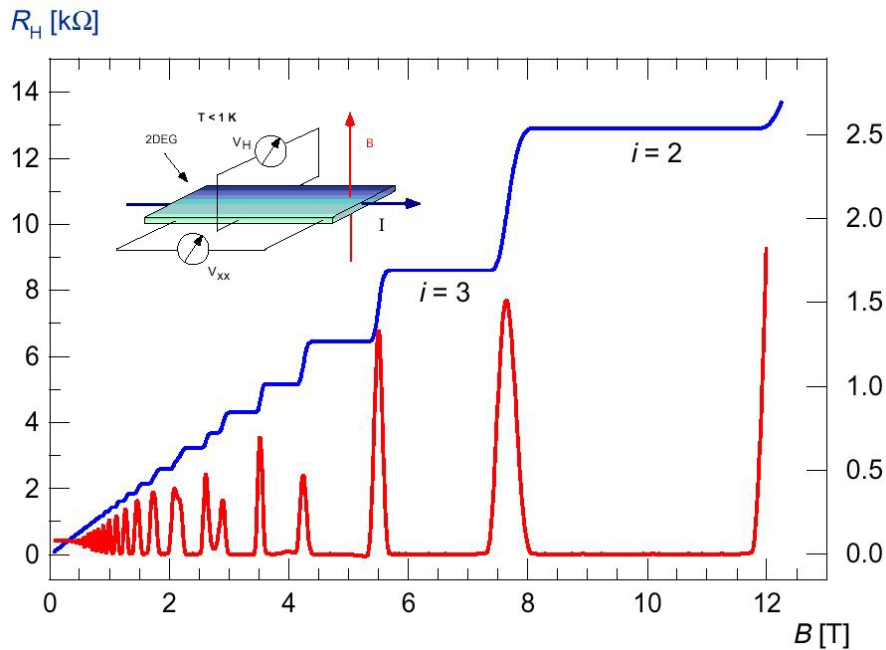


Abbildung 1.1.: Quanten-Hall-Messung. Die Messung zeigt den longitudinalen Spannungsabfall (Shubnikov de Haas Oszillationen) und die Hallspannung. Im Bildeinschub ist der schematische Meßaufbau dargestellt [Jeckelmann 97].

1.1.3. Das Ampère und der Kryostromkomparator

Für das Ampère gibt es derzeit noch keinen praktikablen makroskopischen Quanteneffekt, den man zur Standardisierung der Stromstärke verwenden könnte. Aber es gibt verschiedene Ansätze und Ideen um in Zukunft der Realisierung eines solchen Standards näher zu kommen (siehe die folgenden Abschnitte). Eine mögliche vielversprechende Methode, das Pumpen von Elektronen durch einen Quantenpunktkontakt (QPK) mit Hilfe einer akustischen Oberflächenwelle, soll in dieser Arbeit genauer untersucht werden.

Heutige Messungen von Gleichströmen bis etwa 1A beruhen auf dem Ohmschen Gesetz und werden über einen Spannungsabfall an einem sehr genau bekannten Widerstand gemessen. Um auch für höhere Ströme bis etwa 10kA höchste Genauigkeiten zu erzielen, benützt man Stromkomparatoren. Mit solchen Stromkomparatoren kann man die Ströme in einem sehr genau bekannten Verhältnis auf kleinere Ströme transformieren. Diese Ströme werden dann wieder über einen Spannungsabfall an einem Widerstand gemessen.

Eine der genauesten Methoden ist der Kryostromkomparator [Harvey 72], der im folgenden kurz erläutert werden soll. Das Funktionsprinzip stützt sich hauptsächlich auf die Eigenschaften von Supraleitern und ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Ein

stromführender Draht (I_1) verläuft durch eine supraleitende Röhre. Das durch den Strom I_1 verursachte Magnetfeld, induziert, wegen des Meissner-Effektes, auf der Innenseite der Röhre einen entgegengesetzt fließenden Strom, der auf der Außenseite in Richtung von I_1 wieder zurückfließt. Dieser an der Außenseite des Rohres fließende Strom erzeugt wiederum das gleiche Magnetfeld, wie das, des inneren stromführenden Drahtes. Wichtig ist nun die Tatsache, daß die Stromverteilung auf der Außenseite, unabhängig von der Anordnung des Drahtes im Inneren des Rohres, immer homogen ist. Führt man nun einen zweiten Draht durch die Röhre, so ergibt sich ein resultieren-

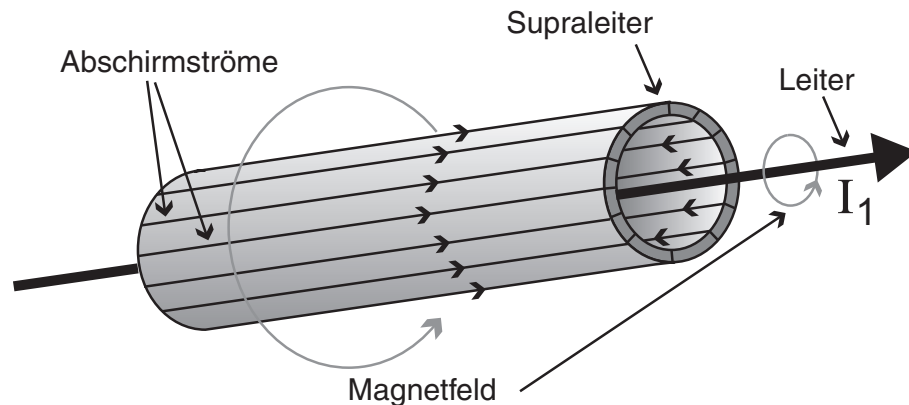


Abbildung 1.2.: Prinzip des Kryostromkomparators. Der Strom I_1 durch den Leiter L innerhalb des supraleitenden Rohres erzeugt Abschirmströme auf der Innenseite des Rohres, die auf der Außenseite in Richtung von I_1 wieder zurückfließen.

des Magnetfeld um die Röhre, das vom Gesamtstrom $I_G = I_1 + I_2$ auf der Außenseite abhängt. Denkt man sich diese Anordnung als Torus, so ist der magnetische Fluß durch die Torusöffnung ein Maß für die Übereinstimmung der beiden Ströme I_1 und I_2 . Mit Hilfe eines SQUID-Magnetometers (Superconducting Quantum Interference Device) können nun Änderungen im detektierten Magnetfeld von bis zu 10^{-15} T festgestellt werden. Benutzt man im inneren des Torus verschiedene genau bekannte Wicklungsverhältnisse der beiden stromführenden Drähte, so ist ein Vergleich der Ströme in den selben Verhältnissen möglich. Auf diese Art und Weise lassen sich große Ströme auf kleine Ströme, mit einer Genauigkeit von bis zu 10^{-12} , herunterskalieren. Die Spannungsmessung erfolgt dann an einer Widerstandsmeßbrücke.

Diese Anordnung wird auch für den Vergleich von Widerständen benützt, um, wie im vorigen Abschnitt erwähnt, das Quanten-Hall-Normal mit dekadischen Widerstandswerten vergleichen zu können. Man erreicht mit dem Kryostromkomparator einen Anschluß an das Quanten-Hall-Normal mit einer Genauigkeit, die besser als 10^{-8} ist.

1.2. Ansätze für einen „echten“ Stromstandard

Der Wunsch der Metrologen ist es, nun auch die Einheit Ampère über ein Quantennormal festzulegen, um die drei wichtigsten elektrischen Größen Volt, Ohm und Ampère, nur noch über die Frequenz und Naturkonstanten darzustellen¹. Der naheliegendste Schritt dies zu realisieren, ist, basierend auf der Definition des Stroms — Ladung pro Sekunde —, eine Methode zu finden, die Elementarladung in definierten Zeitintervallen durch eine Struktur zu „pumpen“. Der Strom, der damit erzeugt wird, ist dann:

$$I = ef \quad (1.8)$$

e : Elementarladung; f : Frequenz des Pumpvorgangs

Zwei unterschiedliche Methoden, dies im Experiment zu realisieren, sollen in den folgenden zwei Abschnitten dargestellt werden. Der dann möglich werdende Zusammenhang der drei elektrischen Einheiten, über die Frequenz und den Naturkonstanten mit den Quanteneffekten, ist in Abbildung 1.3 dargestellt.

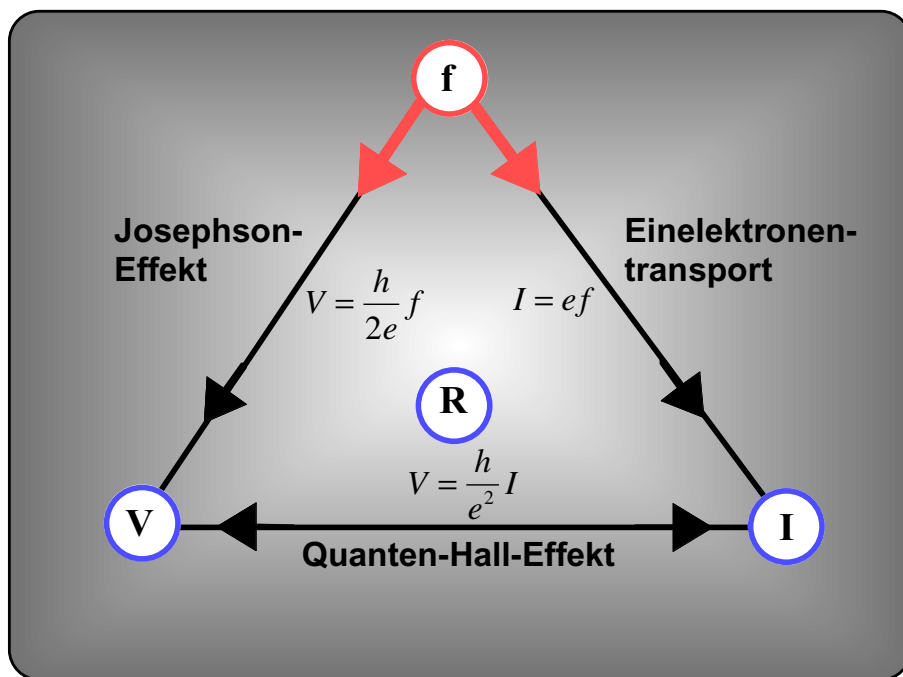


Abbildung 1.3.: Das metrologische Dreieck.

¹Damit wären die elektrischen Einheiten über Naturkonstanten an die am genauesten reproduzierbare Einheit, die Sekunde — die Genauigkeit der PTB „Mutteruhr“ liegt bei 0,3 Teilen in 10^{13} oder etwas anschaulicher von 1 Sekunde in 2 Millionen Jahren. —, gekoppelt. Die Naturkonstanten e und h müssen zwar gemessen werden, sind aber international immer auf dem gleichen Stand festgelegt, so daß auf der ganzen Welt die gleichen Kalibrierungen verwendet werden können.

1.2.1. Quantendots

Eine Möglichkeit für die Realisierung einer solchen „Ein-Elektronen-Pumpe“ — auch *turnstile device* genannt, was etwa soviel wie Drehkreuz- oder Drehtür-Bauelement bedeutet —, ist die Verwendung von Quantenpunkten basierend auf GaAs/AlGaAs Heterostrukturen (siehe Kapitel 2.1). Quantenpunkte sind quasi nulldimensionale Elektroneninseln, d.h. die Elektronen sind in ihrer freien Bewegung in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt und können nur definierte Energieniveaus auf dem Quantenpunkt besetzen. Damit haben Quantenpunkte in vieler Hinsicht atomaren Charakter. Die laterale Strukturierung eines Quantenpunktes geschieht ähnlich, wie die eines Quantenpunktkontaktes durch Feldeffektelektroden, die das zweidimensionale Elektronensystem (2DES) der Heterostruktur verarmen (näheres dazu in Kapitel 2.2.2).

Liegt eine Potentialdifferenz über zwei Kontakte an dem Quantenpunkt an, so können Elektronen auf die Insel gebracht werden oder die Insel verlassen, wenn die Energie des Quantenpunktes der Fermienergie des einen oder anderen Elektronenreservoirs des umgebenden 2DES entspricht oder annähernd gleich ist. In diesem Zustand können Elektronen durch die Barriere vom 2DES auf den Quantenpunkt tunneln, oder umgekehrt. Dabei tritt nun der sogenannte Coulombblockade-Effekt auf. Dieser rein klassische Effekt äußert sich darin, daß beim Laden der Insel immer nur ein Elektron tunnelt und einen Energiezustand des Quantenpunktes besetzt. Für das zweite Elektron, daß den Zustand noch besetzen könnte, muß eine zusätzliche Energie aufgewendet werden: die Coulombblockade-Energie. Dieser zusätzliche Energieaufwand kommt von der elektrostatischen Abstoßung der Elektronen untereinander. Die Coulombblockade-Energie $e^2/2C$ hat nun experimentelle Auswirkungen, wenn sie die thermische Energie k_bT übersteigt. Näheres zur Physik der Coulombblockade und Quantenpunkten findet man bei Meirav et al. [Meirav 89], Beenakker et al. [Beenakker 91], McEuen et al. [McEuen 91] und Heinzl [Heinzl 94b].

Aufgrund der Coulombblockade eignen sich Quantenpunkte, um einzelne Elektronen durch das Bauelement zu „pumpen“ [Delsing 89, Geerligs 90, Kouwenhoven 91, Pothier 91, Nagamune 94, Martinis 94, Keller 96]. Kouwenhoven et al. zeigte [Kouwenhoven 91] den quantisierten Stromtransport durch einen Quantenpunkt, basierend auf einer GaAs/AlGaAs Heterostruktur. Dabei wurden abwechselnd die beiden Barrieren zum Quantenpunkt, mit einer maximalen Frequenz von 20MHz, erniedrigt und erhöht (siehe Abbildung 1.4). Dies erfolgte durch die beiden Feldeffektelektroden, die die beiden Barrieren hervorrufen, indem jeweils zwei um π phasenverschobene Hochfrequenzsignale an den beiden Elektroden anliegen. Kouwenhoven et al. beobachteten mit diesem Experiment die in Abbildung 1.5 dargestellte Strom-Spannungs-Charakteristik. Abhängig von der Vorwärtsspannung, beobachteten sie Plateaus, die einem ganzzahligen Vielfachen von ef entsprachen. Damit wurde also die oben angesprochene Kopplung der Frequenz an den Strom erreicht.

Durch „Elektronenpumpen“, die aus mehreren solchen hintereinandergeschalteten Quantenpunkten bestehen, können — ohne einen Fehler — 10^8 Elektronen von einem

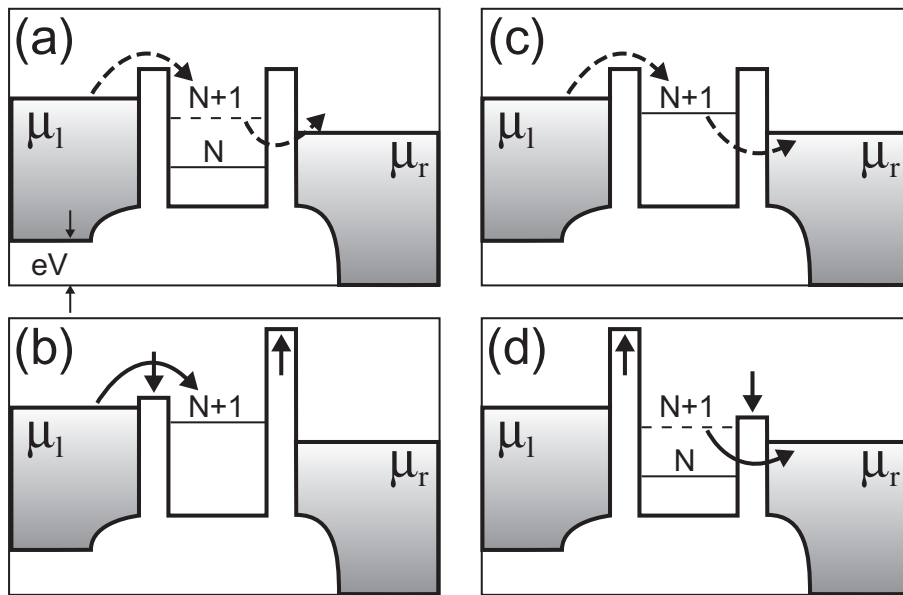


Abbildung 1.4.: Potentialschema für einen Quantenpunkt. μ_l und μ_r sind die elektrochemischen Potentiale für das linke und rechte Elektronenreservoir. Die angelegte Spannung $V = (\mu_l - \mu_r)/e$ entspricht dem Unterschied der beiden chemischen Potentiale. Von (a) bis (d) sind hier die vier Stufen eines Hochfrequenzzykluses dargestellt. In den Stufen (b) und (d) sind die Tunnelwahrscheinlichkeiten hoch (durchgezogene Pfeile) in den Stufen (a) und (c) sind sie klein (gestrichelte Pfeile). N entspricht der Anzahl der Elektronen auf dem Quantenpunkt [Kouwenhoven 91].

Reservoir in ein anderes transportieren werden [Keller 96]. Ist das nun die Lösung für die Metrologen? Leider noch nicht, da ein großer Nachteil der Methode darin besteht, nur bis Frequenzen von etwa 10MHz zu funktionieren [Geerligs 90, Delsing 89, Keller 96]. Hohe Frequenzen wären aber notwendig, um hohe quantisierte Ströme zu erreichen. Dies wäre wichtig für eine zukünftige Verwendung als Stromstandard. Mit einer Pumpfrequenz von etwa 10MHz erreicht man aber nur einen Strom von etwa 1pA bis 2pA. Diese Methode zeigt aber, daß es prinzipiell möglich ist ein *turnstile device* herzustellen, welches in definierter Weise einzelne Elektronen durch eine Struktur „pumpen“ kann.

1.2.2. Quantenpunktkontakte und akustische Oberflächenwellen

Die im vorigen Abschnitt vorgebrachten Einwände gegen die Methode der Quantenpunkte macht auch klar, wo die Problematik eines solchen *turnstile device* liegt. Durch die sehr kleine Ladung von e müssen entweder hohe Betriebsfrequenzen, Parallelisie-

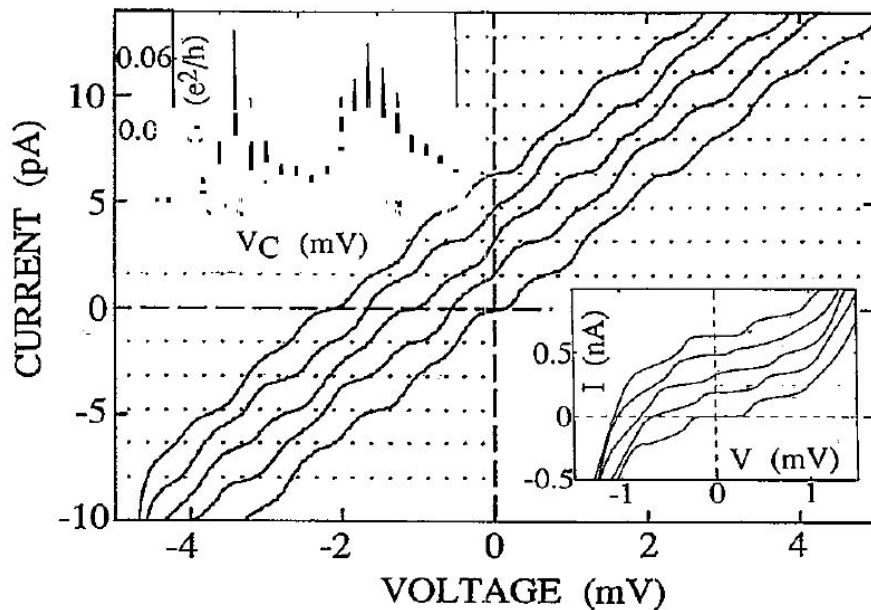


Abbildung 1.5.: Quantisierter Strom durch einen Quantenpunkt. I - V Charakteristik des Quantenpunktes, wenn an die beiden Barrieren ein jeweils um π phasenverschobenes Hochfrequenzsignal von 10MHz angelegt wird. Die verschiedenen Kurven korrespondieren zu verschiedenen Quantenpunkt-potentialen und sind um nef gegeneinander verschoben. Die Kurven zeigen klar eine Stromquantisierung in ganzzahligen Vielfachen von ef [Kouwenhoven 91].

rung oder beides in einem zukünftigen Stromstandard implementiert werden. Eine mögliche Lösung dafür bietet die Methode, mit akustischen Oberflächenwellen (SAW — Surface Acoustic Waves; siehe Kapitel 2.4 ff) Elektronen durch einen Quantenpunktkontakt (QPK) (siehe Kapitel 2.2) zu „pumpen“ [Shilton 96b, Talyanskii 97, Talyanskii 98, Cunningham 99, Cunningham 00]. Mit dieser Methode, die auch in dieser Arbeit verfolgt werden soll, stößt man in den Bereich von Nanoampère vor, also drei Größenordnungen mehr als mit der Quantenpunkt-methode. Dies liegt an den höheren Frequenzen, mit denen man solch ein Bauelement betreiben kann. Typischerweise liegen die verwendeten Frequenzen bei einigen GHz. Auf GaAs wurden schon Anregungsfrequenzen von 8,5GHz erreicht [Willett 93], allerdings mit Split-4 Schallwandlern (siehe dazu Kapitel 2.4.2). Der uns bekannte „Weltrekord“ für Split-1 Schallwandler auf GaAs Substrat wurde in dieser Arbeit mit 6,8GHz erreicht (siehe Abb. 4.3). Eine obere Grenze für realisierbare Schallwandler auf GaAs läßt sich, wegen den dabei notwendigen kleinen Strukturgrößen bei der Herstellung der Schallwandler, auf etwa 10GHz bis 12GHz abschätzen. Bei einem 10GHz Betrieb entspräche das einem Strom von 1,6nA. Ein weiterer Vorteil liegt in der Möglichkeit die QPK zu

parallelisieren (siehe Kapitel 2.2.2), um so den Strom noch einmal zu vergrößern.

Das Funktionsprinzip dieser Methode ist folgendermaßen: Man erzeugt mit dem QPK einen quasi eindimensionalen Elektronenkanal in einem 2DES einer GaAs/AlGaAs Heterostruktur (Kapitel 2.2) und betreibt diesen im Abschnürbereich, so daß die Elektronen aus den beiden Reservoirs durch eine Tunnelbarriere getrennt sind. Nun erzeugt man eine akustische Oberflächenwelle auf dem piezoelektrischen Substratmaterial (Kapitel 2.4), die sich über den QPK ausbreitet. Diese mechanische Welle wird an jedem Ausbreitungsort, aufgrund der Verformung des piezoelektrischen Halbleitermaterials, von einem elektrischen Feld begleitet. Dieses elektrische Feld kann nun mit den Elektronen in Wechselwirkung treten (siehe Kapitel 2.4.3). Im QPK wird das QPK-Potential durch dieses elektrische Feld entsprechend der Wellenlänge der SAW moduliert. Diese Modulation erzeugt in diesem eindimensionalen Regime null-dimensionale Quantenpunkte, die mit der Frequenz der SAW auf der einen Seite des QPK mit Elektronen befüllt werden und auf der anderen Seite die Elektronen ins Reservoir abgeben. Im Idealfall ist der Quantenpunkt nur mit einem Elektron befüllt und zwar wegen der oben schon erwähnten Coulombblockade. Man erhält den Strom $I = ef$, oder wenn die Quantenpunkte mit n Elektronen gefüllt sind: $I = nef$. Die Potentialverhältnisse innerhalb des QPK mit aktiver SAW sind schematisch in Abbildung 2.26 dargestellt. Abhängig von der Feldeffektspannung, die das Potential des Quantenpunktes bestimmt, erhält man dann Stufen im akustoelektrischen Strom, die dem eben genannten Zusammenhang entsprechen. In Abbildung 1.6 sieht man eine solche Messung an einem QPK, der durch ein „Split-Gate“ erzeugt wurde (vgl. Kapitel 2.2.2).

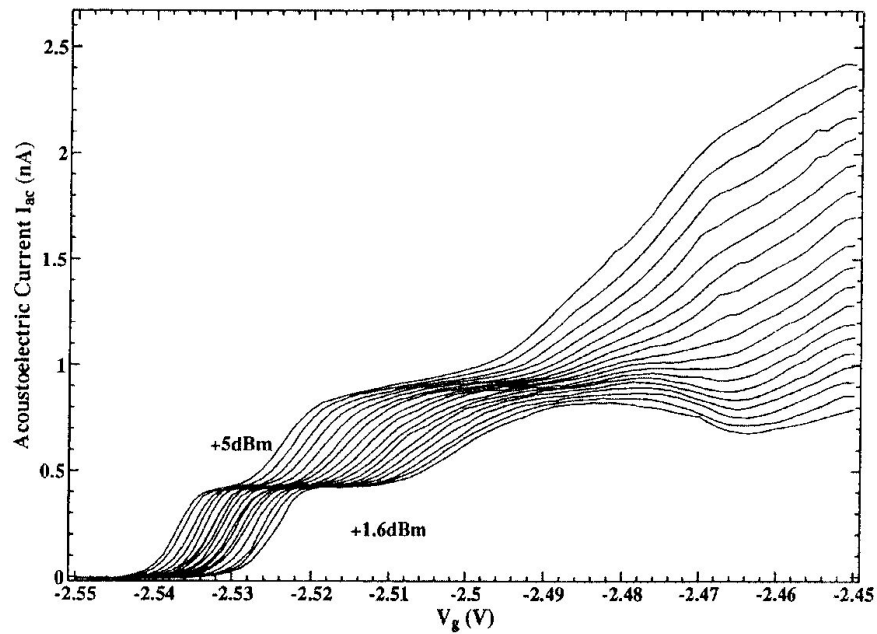


Abbildung 1.6.: Quantisierter Strom durch einen QPK mit SAW. Dargestellt ist der akustoelektrische Strom durch einen QPK, abhängig von der Verarmungsspannung an den Feldeffektelektroden des QPK. Die verschiedenen Kurven korrespondieren zu verschiedenen Anregungsleistungen der Oberflächenwelle. Deutlich zu erkennen ist das Stufenverhalten des Stroms. Die Stufen entsprechen genau dem Strom $I = nef$ ($n = 1, 2$) für die hier verwendete Frequenz von 2728,4MHz [Shilton 96b].

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die notwendigen theoretischen Grundlagen gegeben, die zum Verständnis der in dieser Arbeit dargestellten Experimente nötig sind.

Im Abschnitt 2.1 sollen dabei die Herstellung und die grundsätzlichen Eigenschaften von niederdimensionalen Elektronensystemen erörtert werden. Der Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit einer eindimensionalen Verbindung zwischen zwei Elektronenreservoirs, dem sogenannten Quantenpunktkontakt (QPK). In dem folgenden Abschnitt sollen die hochfrequenztechnischen Konzepte und theoretischen Modelle, die bei der Anpassung von Hochfrequenzkomponenten vorkommen, kurz erläutert werden. In einem weiteren Abschnitt, in 2.4, wird auf die Grundlagen über die Anregung und Ausbreitung von akustischen Oberflächenwellen (*Surface Acoustic Waves* – SAW) eingegangen. Die Beschreibung der Wechselwirkung dieser SAW mit einem 2DES, insbesondere mit einem QPK, erfolgen in den Unterabschnitten 2.4.3 und 2.4.4.

2.1. Niederdimensionale Elektronensysteme

Die physikalischen Eigenschaften von niederdimensionalen Elektronensystemen (NDES) sind in den letzten Jahrzehnten eingehend untersucht worden. Einen schönen Überblick über die zahlreichen Ergebnisse verschafft der Übersichtsartikel von Ando, Fowler und Stern [Ando 82].

Von NDES spricht man, wenn die Elektronenbewegung, aufgrund eines Einschlußpotentials, in einer oder mehreren Raumrichtungen eingeschränkt ist. In den anderen Dimensionen bleibt die Bewegung der Elektronen „frei“. Die Quantisierung der Elektronenzustände erfolgt, wenn die Abmessungen des Einschlußpotentials im Bereich der Fermiwellenlänge der Elektronen liegen. In der Halbleiterphysik wird schon seit Mitte der 60er Jahre an NDES geforscht, dabei wurde anfänglich vorwiegend das Materialsystem Si/SiO₂ untersucht. Die Rauigkeit der Grenzfläche zwischen dem kristallinen Silizium und dem amorphen Siliziumdioxid in diesem Materialsystem ist maßgeblich für die Qualität des 2DES verantwortlich. Dabei werden typischerweise in Si/SiO₂ nur Elektronenbeweglichkeiten von $2 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht, während in Halbleitermehrschichtsystemen wie GaAs/AlGaAs oder AlGaAs/InGaAs Beweglichkeiten von über $10 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erzielt werden können.

Diese sogenannten Halbleiterheterostrukturen sollen nun im folgenden bezüglich Realisierung und Eigenschaften näher erläutert werden.

2.1.1. Realisierung niederdimensionaler Elektronensysteme

Das allgemein gebräuchlichste Ausgangsmaterial für Experimente mit niederdimensionalen Elektronensystemen ist die Halbleiterheterostruktur, die ein 2DES in Form einer HEMT– (High-Electron-Mobility-Transistor) oder Quantentopfstruktur bereitstellt. Das am meisten verwendete Ausgangsmaterial für diese Heterostrukturen sind die III/V Halbleiter $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 1$)¹. Auch andere III/V Halbleiter sind durchaus geeignet für die Herstellung eines 2DES und werden auch vielfältig experimentell untersucht. Mit dem Materialsystem $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ aber erreicht man die höchsten Elektronenbeweglichkeiten, was die große Popularität dieser Schichtstruktur erklärt. Gründe hierfür sind:

- Die hohe Qualität der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs durch kristallines Aufwachsen und minimale Gitterfehlanpassung².
- Die räumliche Trennung der Ladungsträger im 2DES von der Dotierschicht.
- Die geringe effektive Masse der Elektronen in GaAs ($m^* = 0,067m_0$).

Grundlage für die Herstellung von Halbleiterheterostrukturen sind moderne Wachstumsverfahren, wie z.B. Molekularstrahlepitaxie (Molecular Beam Epitaxy; MBE) oder metallorganische Dampfphasenepitaxie (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy; MOVPE, auch bekannt unter: Metal Organic Chemical Vapor Deposition; MOCVD), die es ermöglichen, Monolagen verschiedenster Materialien aufeinander kristallin aufzuwachsen. Dadurch lassen sich nun die unterschiedlichen Bandlücken der Halbleiter nach Wunsch in beliebigen Schichtfolgen kombinieren.

Bei den Heterostrukturen nutzt man gerade diese unterschiedlichen Bandlücken der verwendeten Halbleitersysteme, um den Bandkantenverlauf in Richtung der aufgetragenen Halbleiterschichten nach Belieben zu modellieren („Bandgap-Engineering“). Des Weiteren verwendet man möglichst nur Halbleiter, die einen minimalen Unterschied in deren Gitterkonstanten aufweisen, um Verspannungen an der Grenzschicht zu vermeiden. Diese Verspannungen sind ein Grund für Grenzflächenrauhigkeiten, die wiederum die Elektronenbeweglichkeit verringern.

Es gibt prinzipiell zwei unterschiedliche Methoden um ein 2DES mit Halbleiterheterostrukturen zu definieren. Eine Möglichkeit ist das Wachsen einer Grenzflächenheterostruktur (HEMT–Struktur), wie sie in Abbildung 2.1a dargestellt ist. Dabei entsteht

¹Wählt man ein Aluminiumgehalt von weniger als 45%, so handelt es sich um einen direkten Halbleiter.

²Bei Verwendung der Legierung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,3$) erhält man, mit einem Fehler von 1⁰/00, die gleiche Gitterkonstante wie GaAs.

das 2DES am Übergang zwischen AlGaAs und dem GaAs. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das 2DES über eine InGaAs- oder GaAs-Schicht, die in AlGaAs-Barrieren eingebettet ist, in Form eines Quantentopfes zu definieren. In Abbildung 2.1b ist eine typische InGaAs-Quantentopfstruktur dargestellt. Die speziellen Schichtfolgen, der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterheterostrukturen, sind alle im Anhang A aufgelistet.

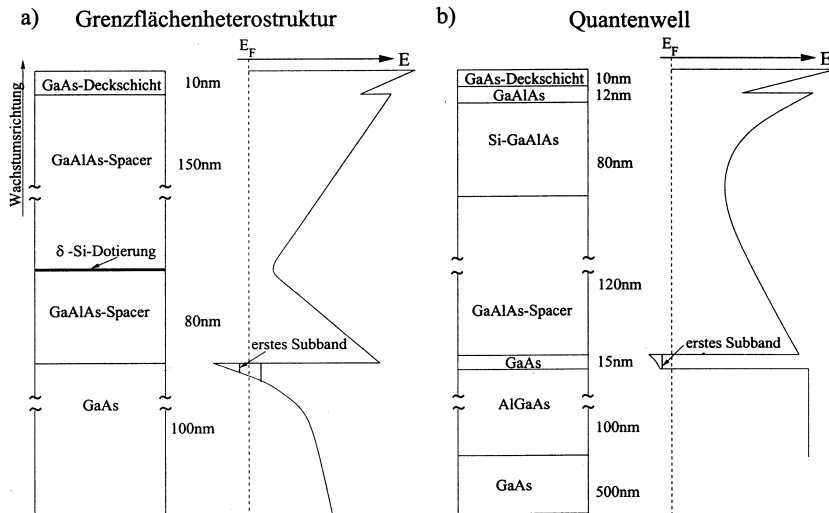


Abbildung 2.1.: Teil a) zeigt den Aufbau und den Leitungsbandkantenverlauf einer typischen Grenzflächenheterostruktur, während Teil b) Aufbau und den Leitungsbandkantenverlauf für eine typische Quantentopfstruktur abbildet [Kronmüller 99].

Bei der Grenzflächenheterostruktur bildet sich das 2DES am Übergang vom undotierten GaAs zum undotierten AlGaAs aus. Die AlGaAs-Schicht besitzt gegenüber GaAs eine größere Bandlücke und dient deshalb als Isolator. Außerdem fungiert die AlGaAs-Schicht als Abstandshalter („Spacer“) für die dann aufgebraute Si-Dotierung. Die Aufgabe des Spacer besteht in der Trennung der Dotierschicht von dem 2DES, um die Coulombstreuung der Elektronen an den ionisierten Donatoren gering zu halten. Die Dotierung kann entweder als homogen mit Si dotierte AlGaAs-Schicht oder wie in der Abbildung 2.1a dargestellt als Si- δ -Dotierung aufgebracht werden. Nach der Dotierung wird wieder ein AlGaAs-Spacer aufgewachsen, der mit einer GaAs-Deckschicht abgeschlossen wird.

Bei der Quantentopfstruktur ist der Schichtaufbau prinzipiell analog zu dem der Grenzflächenheterostruktur. Der Unterschied besteht in der Realisierung des 2DES. Die Quantentopfstruktur entsteht durch das Einbetten einer dünnen undotierten GaAs-Schicht zwischen zwei undotierten AlGaAs-Schichten. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die Ausdehnung des 2DES durch die Dicke der GaAs-Schicht

beeinflusst werden kann. Diese Möglichkeit ist für die Grenzflächenheterostrukturen ausgeschlossen.

Wird die Schrödinger- und Poissongleichung selbstkonsistent unter Berücksichtigung der verschiedenen Energielücken, Austrittsarbeiten und der Dotierung gelöst, dann erhält man den Verlauf des Leitungsbandes in Wachstumsrichtung. Dieser Verlauf ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Bei der Grenzflächenheterostruktur bildet sich am Übergang von GaAs zum AlGaAs ein näherungsweise dreieckiges Einschlußpotential für die Elektronen aus. Entlang den beiden Richtungen senkrecht zur Wachstumsrichtung können sich die Elektronen frei — im Sinne eines Kristalls — bewegen. Bei der Quantenwellstruktur hingegen bildet sich zwischen den beiden AlGaAs-Barrieren ein näherungsweise rechteckiges Einschlußpotential aus.

2.1.2. Beschreibung niederdimensionaler Elektronensysteme

Die physikalischen Eigenschaften von NDES sind in vielfältiger Weise sehr interessant, da sie sich von den Eigenschaften dreidimensionaler Halbleitersysteme teilweise stark unterscheiden. Dies erkennt man sofort, wenn die Zustandsdichte für verschieden dimensionale Elektronensysteme betrachtet wird (siehe Abb. 2.2). Man erkennt deutlich jeweils das unterschiedliche Verhalten in der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte.

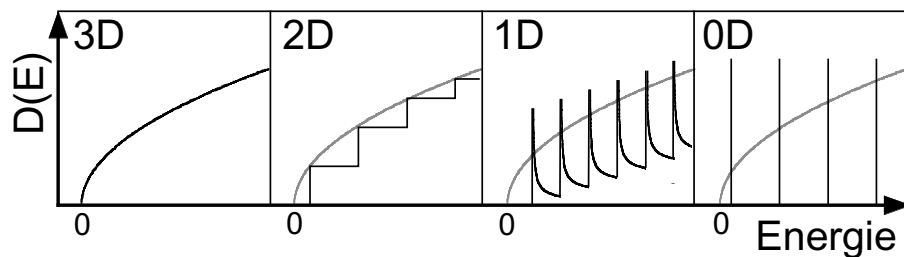


Abbildung 2.2.: Qualitativer Verlauf der Zustandsdichte für verschiedene Dimensionen eines Elektronensystems. Im dreidimensionalen Fall besitzt die Zustandsdichte eine „wurzelförmige“ Dispersion, die in den anderen Teilbildern jeweils noch einmal in grau eingetragen ist. In zwei Dimensionen bilden sich Subbänder aus, die nacheinander besetzt werden. Somit zeigt sich eine Stufenform in der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte. Schränkt man die „freie“ Bewegung der Ladungsträger auf eine Dimension ein, so besitzt die Zustandsdichte für jedes Subband eine inverse Wurzelabhängigkeit. Im nulldimensionalen Fall schließlich bilden sich einzelne quantisierte Energieniveaus heraus. Die Dispersion hat dann die Form hintereinander folgender Deltafunktionen.

Eigenschaften eines 2DES

Die Beschreibung eines 2DES erfolgt, wie oben schon erwähnt, durch die folgende Schrödingergleichung:

$$\left(\frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - eV(z) \right) \psi(r) = E\psi(r) \quad (2.1)$$

Dabei bedient man sich der Näherung der effektiven Masse m^* für die Bewegung von Elektronen in einem periodischen Kristallgitter. Die effektive Masse der Elektronen in GaAs ist $m^* = 0,067m_0$, wobei m_0 die „freie“ Elektronenmasse ist. An der Leitungsbandkante ist die effektive Masse näherungsweise konstant. Nach einem Separationsansatz für $\psi(r)$ erhält man die Energieeigenwerte wie folgt:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2), \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.2)$$

Die Energieeigenwerte E_i für die Bewegung in z-Richtung sind die Subbandenergien. Der zweite Summand ist die kinetische Energie der Elektronen in der x-y-Ebene mit der effektiven Masse m^* . Man erhält also ebene Wellen mit obigen k-Vektoren k_x und k_y . Ist nun nur das unterste Subband E_1 besetzt, so spricht man von einem zweidimensionalen Elektronensystem (2DES).

Die Zustandsdichte eines 2DES ist für jedes Subband konstant (siehe Abb. 2.2):

$$D(E) = \frac{dn_e}{dE} = \frac{g_s m^*}{2\pi \hbar^2} \quad (2.3)$$

Dabei wird mit $g_s = 2$ die Spinartung berücksichtigt. Aufgrund der konstanten Zustandsdichte, sind die Elektronendichte n_e und die Fermienergie E_F proportional.

$$n_e = \frac{g_s m^*}{2\pi \hbar^2} E_F = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (2.4)$$

Mit dem Fermiwellenvektor

$$k_F = \sqrt{2\pi n_e} \quad (2.5)$$

ergibt sich die Fermiwellenlänge

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_e}} \quad (2.6)$$

2DES im Magnetfeld

Zweidimensionale Elektronensysteme werden oft durch Transportmessungen charakterisiert, die mit einem senkrecht zum 2DES angelegten Magnetfeld durchgeführt werden. Auch in der vorliegenden Arbeit wurden häufig magnetfeldabhängige Transportmessungen an 2DES durchgeführt. Im folgenden soll kurz auf die relevante Physik eingegangen werden.

Bei einem in z -Richtung angelegten Magnetfeld quantisiert sich die Bewegung in der x - y -Ebene und die *zweidimensionale* Schrödingergleichung schreibt sich dann wie folgt:

$$\frac{1}{2m^*} (\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2 \psi(x, y) = E\psi(x, y) \quad (2.7)$$

Verwendet man für das Vektorpotential von $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ die Landaeichung $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$, so transformiert sich die Gleichung in die eines verschobenen harmonischen Oszillators

$$\left[\frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{m^*\omega_c}{2} (x - x_0)^2 \right] \psi(x, y) = E\psi(x, y) \quad (2.8)$$

mit Zentrumskoordinate $x_0 = -\hbar k_y / (eB)$ und Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m^*$. Das Energieeigenwertspektrum ergibt sich damit einschließlich der Energieeigenwerte E_i für ein bestimmtes Subband aus Gleichung 2.2 zu

$$E(i, n) = E_i + E_n = E_i + \hbar\omega_c (n + 1/2), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.9)$$

Die zu den Energieeigenwerten E_n gehörenden Zustände bezeichnet man als Landau-niveaus. Die Landau-niveaus sind energetisch äquidistant und entartet bezüglich x_0 . Die Entartung pro spinaufgespaltenen Landau-niveau

$$n_l = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{eB}{h}, \quad (2.10)$$

mit Φ_0 dem magnetischen Flußquantum und Φ dem Gesamtfluß, entspricht der Anzahl der Flußquanten, die den Gesamtfluß ergeben. Die Anzahl der besetzten Landau-niveaus für eine bestimmte Ladungsträgerdichte, der sogenannte Füllfaktor, ergibt sich damit zu

$$\nu = \frac{n_e}{n_l} = \frac{\hbar n_e}{eB}. \quad (2.11)$$

Die Zustandsdichte eines 2DES im Magnetfeld ist somit eine Serie von Deltafunktionen bei den Zyklotronenergien E_n . Mit der magnetischen Länge $l_0 = \sqrt{\hbar/eB}$ ergibt sich:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi l_0^2} \sum_n \delta(E - E_n) \quad (2.12)$$

In einem realen System sind diese Deltafunktionen durch Streuprozesse an zufällig verteilten Störstellen und Phononen verbreitert. Dadurch entstehen neben den ausgedehnten Zuständen (extended states) im Zentrum der Landau-niveaus auch sogenannte lokalisierte Zustände. Ein Vergleich der Zustandsdichten sieht man in Abbildung 2.3. Ausdrücke für die Linienbreite Γ der Landau-niveaus findet man zum Beispiel in [Ando 82].

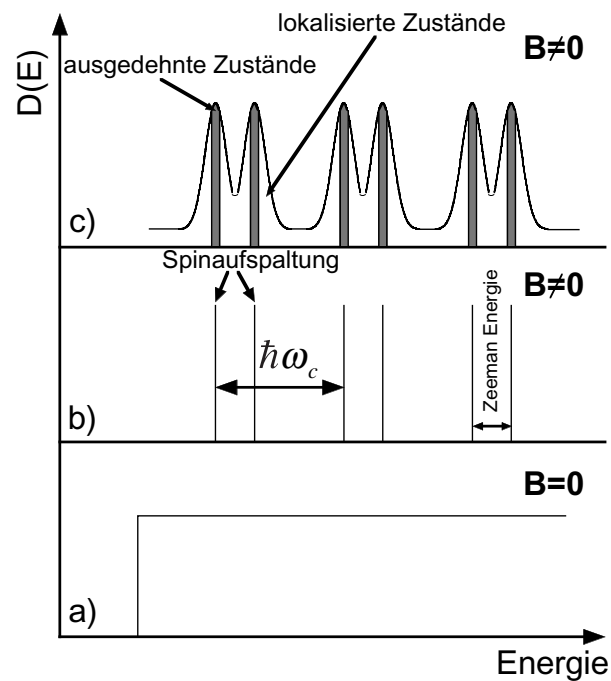


Abbildung 2.3.: Vergleich der Zustandsdichte für $B = 0$ und $B \neq 0$. In Teil a) ist die konstante Zustandsdichte eines 2DES zu sehen. In b) ist die ideale Zustandsdichte eines 2DES nach dem Anlegen eines Magnetfeldes (hier spinaufgespalten) dargestellt. Die „reale“ Zustandsdichte eines 2DES im Magnetfeld sieht man in Teilbild c), in dem die ausgedehnten und die lokalisierten Zustände dargestellt sind.

2.2. Quantenpunktkontakte

Der Quantenpunktkontakt (QPK) ist die zentrale Struktur in dieser Arbeit. Mit den besonderen Eigenschaften des QPK soll der akustisch getriebene Transport von einzelnen Elektronen erreicht werden.

Im nun folgenden Abschnitt soll auf die physikalischen Eigenschaften von QPK kurz eingegangen werden. Im darauffolgenden Abschnitt werden verschiedene Arten der Realisierung der QPK erläutert.

2.2.1. Eigenschaften von Quantenpunktkontakten

Bei einem QPK handelt es sich um eine *eindimensionale ballistisch-elektrische* Verbindung zwischen zwei Elektronenreservoirs³ — in dieser Arbeit immer zwei 2DES-Bereiche einer Heterostruktur —. Um die Eindimensionalität zu erreichen, muß das laterale Einschlußpotential das 2DES zusätzlich im Bereich der Fermiwellenlänge der Elektronen räumlich eingrenzen. Das nächste Kriterium, der ballistische Transport, bedeutet, daß die Länge der Verbindung erheblich kleiner sein muß, als die elastische und inelastische Streulänge der Elektronen. Mit

$$\lambda_f = \sqrt{\frac{2\pi}{n_{2D}}} \quad (2.13)$$

sieht man, daß dies mit kleinen Elektronendichten leichter zu erreichen ist. Das laterale Einschlußpotential wird meist durch die sogenannte *Split-Gate*-Technik [Thornton 86] realisiert (siehe Abschnitt 2.2.2), bei der zwei schmale Feldeffektelektroden (Gate) auf der Oberfläche des Halbleiters, bis auf einige 100nm Abstand zueinander, aufgebracht werden.

Bei sehr tiefen Temperaturen nimmt der Leitwert in einem derartigen System nicht monoton ab, wenn die Breite des 1D-Kanals verengt wird, sondern ist in Einheiten von $2e^2/h$ quantisiert. Diese Tatsache wurde fast zeitgleich von zwei Gruppen, unabhängig voneinander, 1988 erstmals entdeckt [Wees 88, Wharam 88]. In Abbildung 2.4 sieht man klar die Quantisierungsstufen $(h/2e^2)N$ (N ganze Zahl), hier als Widerstand aufgetragen. Diese Tatsache läßt sich dadurch verstehen, daß in einer Dimension jedes besetzte Subband gleichviel Strom trägt, da sich die Energieabhängigkeiten von Zustandsdichte und Fermigeschwindigkeit gegenseitig aufheben [Wharam 88]. In diesem Bild erfolgt die Beschreibung des Systems in einem vereinfachten Modell, bei dem das Einschlußpotential entlang des Quantenpunktkontaktes (x-Richtung) als translationsinvariant angenommen wird. Diese Annahme trifft für reale Systeme nicht zu, da dafür die Länge der Quantenpunktkontakte viel größer als die Fermi-Wellenlänge

³Der allgemeine Fall des diffusiven Transports durch einen Punktkontakt (eine enge kurze Verbindung zwischen zwei Metallen) wurde schon 1904 von Maxwell behandelt [Maxwell 04].

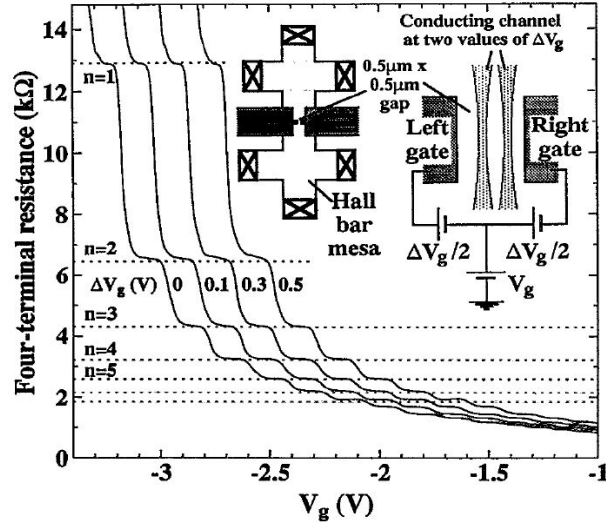


Abbildung 2.4.: QPK-Kennlinie. Dargestellt sind verschiedene Messungen an einem Split-Gate QPK. Die verschiedenen Kurven korrespondieren zu verschiedenen geometrischen Plazierungen des eindimensionalen Kanals, hier realisiert durch asymmetrisches Anlegen der Split-Gate Spannung (siehe Bildeinschub; ΔV_g). Das unterschiedliche Verhalten der Kennlinie lässt sich auf Störstellen innerhalb des eindimensionalen Kanals zurückführen [Cobden 91].

der Elektronen sein müßte. Dennoch führt dieser Ansatz zu einer Erklärung der Leitwertquantisierung. Mit der Annahme der Translationsinvarianz löst man die dreidimensionale Schrödingergleichung und erhält somit relativ zum 2D-Subband folgende Dispersionsrelation für ein Elektron im n -ten 1D-Subband:

$$E_n(k_x) = E_0(n_y, n_z) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}. \quad (2.14)$$

Für die Zustandsdichte des eindimensionalen Systems (siehe Abb. 2.2) ergibt sich:

$$D(E) = \frac{1}{\hbar\pi} \sum_n \left(\frac{2m^*}{E - E_n} \right)^{\frac{1}{2}} \theta(E - E_n). \quad (2.15)$$

Mit der Zustandsdichte $D_n = \frac{\partial N}{\partial E_n} = \frac{\partial N}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial E_n} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial k}{\partial E_n}$ für das n -te Subband und der Gruppengeschwindigkeit $v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial k}$ der Elektronen, erhält man den Strom

$$I_n = e \int_{E_f - eU_{SD}}^{E_f} D_n v_n dE = \frac{2e^2 U_{SD}}{h}, \quad (2.16)$$

den ein einziges 1D-Subband bei $T = 0\text{K}$ trägt. Ausgangspunkt ist dabei die Annahme einer kleinen Potentialdifferenz U_{SD} zwischen den beiden chemischen Potentialen

der Elektronenreservoirs, die in einer Energiedifferenz von eU_{SD} zwischen den beiden Fermi-niveaus resultiert.

Für N besetzte Subbänder ergibt sich dann mit $U \rightarrow 0$, der mit N quantisierte Leitwert

$$G = \lim_{U \rightarrow 0} \frac{I}{U} = \frac{2e^2}{h} N. \quad (2.17)$$

Aus Gleichung 2.16 erkennt man, wie oben schon beschrieben, daß jedes eindimensionale Subband den gleichen Strombeitrag liefert, da der Ausdruck 2.16 nicht vom Subbandindex abhängt. Dies resultiert aus der Unabhängigkeit des Produktes aus eindimensionaler Zustandsdichte D_n und der Gruppengeschwindigkeit ν_n , vom Subbandindex.

Die Zahl der strombeitragenden Subbänder hängt von der angelegten Spannung U_G ab, die an den beiden Split-Gate Elektroden anliegt. Wenn $B(U_G)$ die Breite des Elektronenkanals in Abhängigkeit der Feldeffektspannung und λ_f die Fermi-Wellenlänge darstellt, dann muß folgende Beziehung zwischen diesen Größen erfüllt sein:

$$\frac{\lambda_f}{2} N \leq B(U_G). \quad (2.18)$$

In diesem Modell wird allerdings die Abhängigkeit des Leitwertes von der Ankopplung der Ladungsträger aus dem zweidimensionalen Elektronenreservoir an den eindimensionalen QPK nicht berücksichtigt. Zur Beschreibung dieser Tatsache wird der Landauer-Büttiker-Formalismus [Landauer 57, Büttiker 86] herangezogen. Hierin wird der Transport durch einen eindimensionalen Leiter mittels Transmissionskoeffizienten beschrieben. Dabei werden zwei Reservoirs durch N leitende Kanäle verbunden, welche beim QPK den N leitenden Subbändern entsprechen. Bezeichnet man nun mit t_{nm} die Streuamplitude eines Elektrons von Subband n in Subband m , so erhält man für den Leitwert

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m=1}^N |t_{nm}|^2. \quad (2.19)$$

Wenn man nun die Intersubbandstreuung vernachlässigt und die Ankopplung der Elektronen vom 2DES in den QPK reflexionsfrei annimmt, erhält man $|t_{nm}|^2 = \delta_{nm}$. Für den Leitwert ergibt sich dann der quantisierte Ausdruck

$$G = \frac{2e^2}{h} N, \quad (2.20)$$

wie in Gleichung 2.17. Der Faktor 2 trägt der Spinartung Rechnung und wird aufgehoben, wenn der Transport in hohen Magnetfeldern beobachtet wird. Dort ist der Leitwert dann mit e^2/h quantisiert.

Für die Beobachtung der Leitwertquantisierung ist es notwendig, daß die Ankopplung der Reservoirs an den QPK reflexionsfrei erfolgt. Die Beschreibung dieser Ankopplung kann in zwei unterschiedlichen Modellen beschrieben werden. Zum einen mit dem

sogenannten adiabatischen Modell [Glazman 89a, Glazman 89b, Büttiker 90] und zum anderen mit dem „weit-eng-weit“ (wew) Modell [Szafer 89]. Beim adiabatischen Modell geht man davon aus, daß die transversale Impulskomponente adiabatisch in die im QPK erlaubten Werte übergeht. Realisiert wäre dies durch ein sich auf der Skala der Fermiwellenlänge nur langsam änderndes QPK-Potential. Aus diesem Modell ergibt sich jedoch auch ein zum Gesamtstrom beitragender Tunnelstrom, der von reflektierten Subbändern an der engsten Stelle im QPK herrührt. Dadurch wird die Genauigkeit der Leitwertquantisierung (10^{-2}) beeinträchtigt, was experimentell bestätigt wird [Wees 88, Wharam 88]. Das wew-Modell betrachtet den QPK als „scharfes“ Hindernis, der Übergang in den Kanal ist kurz gegenüber der Fermiwellenlänge. In diesem Modell ergibt sich aufgrund von Interferenzeffekten eine Oszillation, die den Leitwertquantisierungen überlagert ist. Diese Oszillation wurde experimentell noch nicht einwandfrei bestätigt.

2.2.2. Verschiedene Arten der Realisierung von Quantenpunktkontakten

Die häufigste experimentelle Realisierung des lateralen Einschlußpotentials für den QPK erfolgt, wie oben schon erwähnt, durch die sogenannte Split-Gate Technik [Thornton 86]. Dabei werden zwei schmale metallische Feldeffektelektroden, die sich in einem kleinen Abstand⁴ gegenüberstehen, auf die Heterostruktur aufgebracht (schematisch im Bildeinschub von Abb. 2.4 dargestellt). Die Elektroden bilden mit dem Halbleiter einen Schottky-Kontakt und liegen beim Betrieb des QPK auf negativem Potential. Das damit verarmte Elektronengas bildet bei entsprechender Potentialstärke, an dem Spalt der beiden gegenüberstehenden Elektroden, einen leitenden Kanal. Die Breite des Kanals läßt sich nun durch die an den Elektroden angelegte Spannung variieren. Wird der Kanal so weit verengt, daß das letzte Subband entvölkert ist, geht der QPK in den sogenannten „Pinch-Off“, d.h. es existiert nur noch ein Tunnelkontakt zwischen den beiden Elektronenreservoirs.

Eine weitere Methode der Strukturierung von QPK erfolgt durch einen fokussierten Ionenstrahl (Focused-Ion-Beam – FIB), mit dem laterale Feldeffektelektroden (sogenannte In-Plane-Gates – IPG) [Hirayama 89, Wieck 90, Ensslin 90] in der Heterostruktur definiert werden. Bei dieser Herstellungsmethode werden Galliumionen benützt, die, wie in einer Elektronenoptik eines Rasterelektronenmikroskops, auf einen kleinen Strahldurchmesser fokussiert werden. Mit diesem fokussierten Galliumstrahl kann man nun im 2DES der Heterostruktur auf unter einem Mikrometer genau vorgegebene Strukturen abrastern. Abhängig von der Strahlenergie und Intensität werden von leichten Störstellenimplantationen über Barrierenimplantationen bis hin zum Abspattern der GaAs Deckschicht verschiedene Strukturierungsergebnisse im 2DES er-

⁴Der Abstand der Elektroden und die Breite liegen im Bereich einiger Fermiwellenlängen, typischerweise 100nm bis einige 100nm.

zielt. Mit Hilfe dieser Technik der Barrierenimplantation ist es möglich, das 2DES der Heterostruktur derart zu unterteilen, daß bestimmte Bereiche des 2DES als laterale Feldeffektelektrode wirken (siehe Abbildung 2.5).

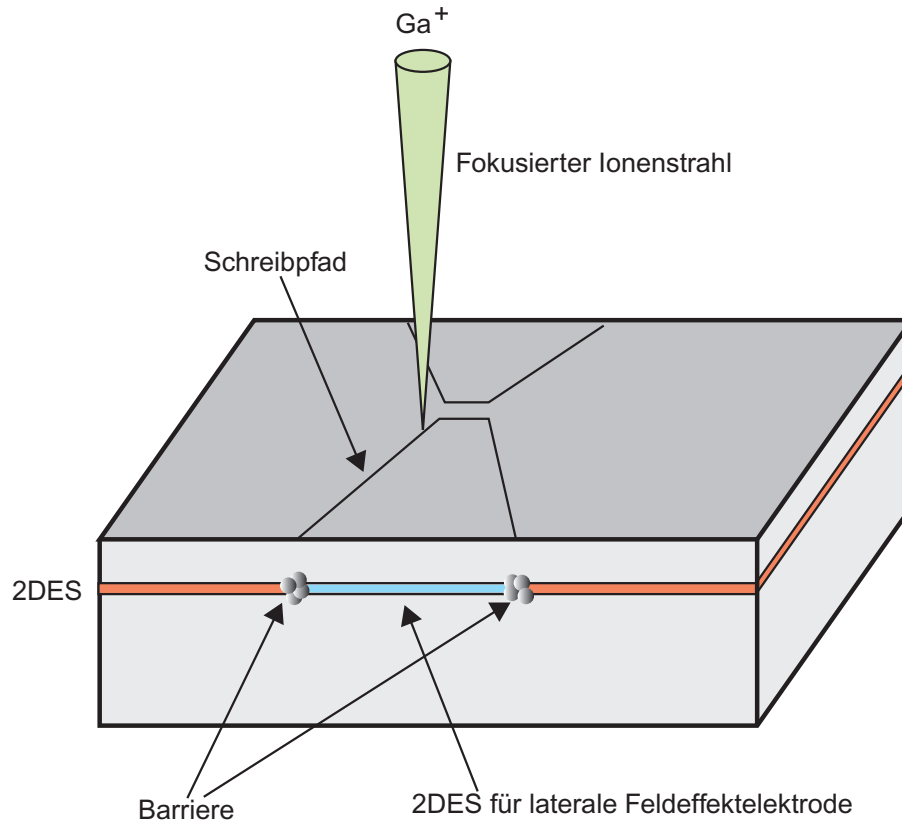


Abbildung 2.5.: In-Plane Quantenpunkt-Kontakt. Die durchgezogenen schwarzen Linien stellen die implantierten Barrieren dar. Dadurch können die unterteilten 2DES-Bereiche auf unterschiedlichem Potential liegen und somit als laterale Feldeffektelektrode fungieren.

Im Hinblick auf Einzelelektronentransport durch einen QPK (siehe Kapitel 1), der für einen Stromstandard gedacht ist, wird das Ziel für ein potentielles Bauelement ein möglichst hoher generierter Standardstrom sein. Dies ist zum einen nötig, um eine praktisch handhabbare Eichgröße zu besitzen, und zum anderen um die Genauigkeit der zur Zeit verwendeten Methode von 10^{-8} nachweisbar verbessern zu können (siehe Abschnitt 1.1.3). Der durch SAW getriebene Strom durch einen QPK, wird durch die maximal mögliche Frequenz für IDT auf GaAs begrenzt. Die höchsten verwendbaren Frequenzen liegen zur Zeit in der Größenordnung von 9GHz [Willett 93]. Dies würde einem Strom von 1,44nA entsprechen, was für einen Stromstandard aus oben genannten Gründen immer noch zu wenig wäre.

Eine Möglichkeit zur Erhöhung des Stroms mit der SAW-Methode, in Bezug auf ein Bauelement, wäre die Parallelisierung von QPK. Bei sehr vielen parallelen QPK könnte man die Standardstromstärke noch um zwei bis drei Größenordnungen erhöhen, womit man einen praxisrelevanten Standardstrom zur Verfügung hätte. Bei Verwendung der Split-Gate Technik stößt man dabei aber auf ein topologisches Problem für die Anordnung der Feldeffektelektroden. Eine Realisierung für zwei parallele QPK mit Split-Gate Technik ist in Abbildung 2.6 zu sehen [Sherwin 94]. Diese Methode wird

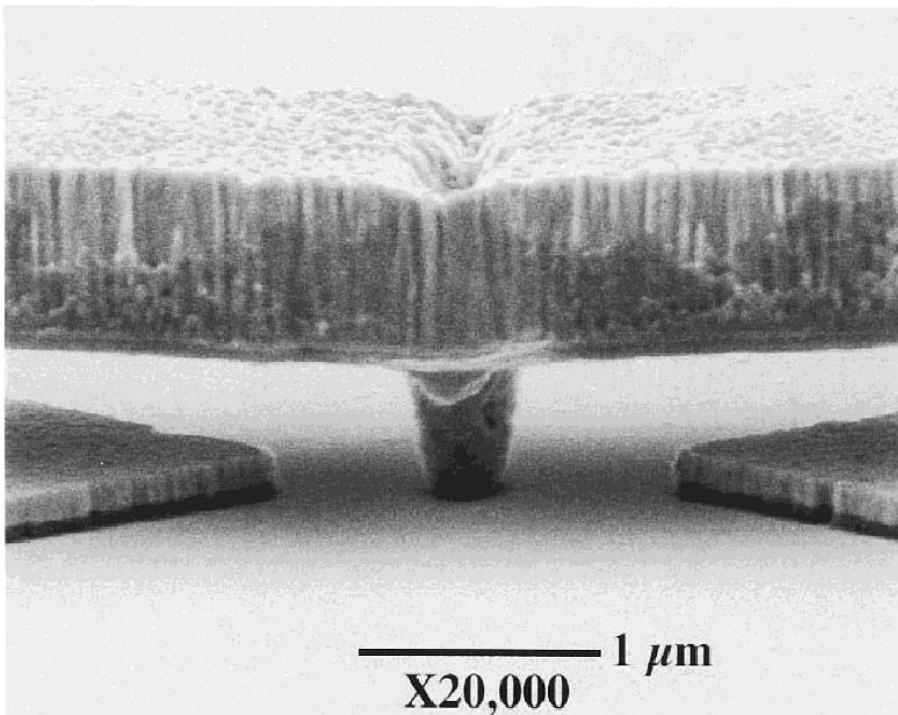


Abbildung 2.6.: Zwei parallele Quantenpunktkontakte. Zur Überwindung des topologischen Problems, wurde hier die Mittel-Feldeffektelektrode in einem Mehrschichtsystem realisiert, so daß zwischen die beiden Split-Gate Elektroden noch eine weitere kontaktiert werden kann [Sherwin 94].

aber für noch mehr parallele QPK schnell sehr aufwendig in der Präparation und Kontaktierung und ist damit ungeeignet für die Realisierung von 500 bis 1000 parallelen QPK.

Eine elegantere Methode ist die Strukturierung der QPK durch eine abstandsmodulierte Feldeffektelektrode [Reß 94, Haubrich 97a, Haubrich 97b]. Dabei werden durch Elektronenstrahlolithographie zuerst Negativlackstege auf die Oberfläche des Halbleiters aufgebracht (siehe Rasterkraftmikroskop-Aufnahme in Abb. 2.7). Der Negativlack verhält sich nach Belichtung mit Elektronen, Entwicklung und postlithographischem Backen inert gegenüber Lösungsmitteln, Säuren und anderen aggressiven Chemikalien

an den Stellen der Elektronenexposition. Damit erhält man dauerhaft haltbare parallele dielektrische Stege auf der Probenoberfläche. In Abbildung 2.7 erkennt man eine Leiterstruktur. Die beiden „Holme“ der Leiter dienen nur der mechanischen Stabilität der parallelen Anordnung der Lackstege. Über die Lackstege wird in einem zweiten

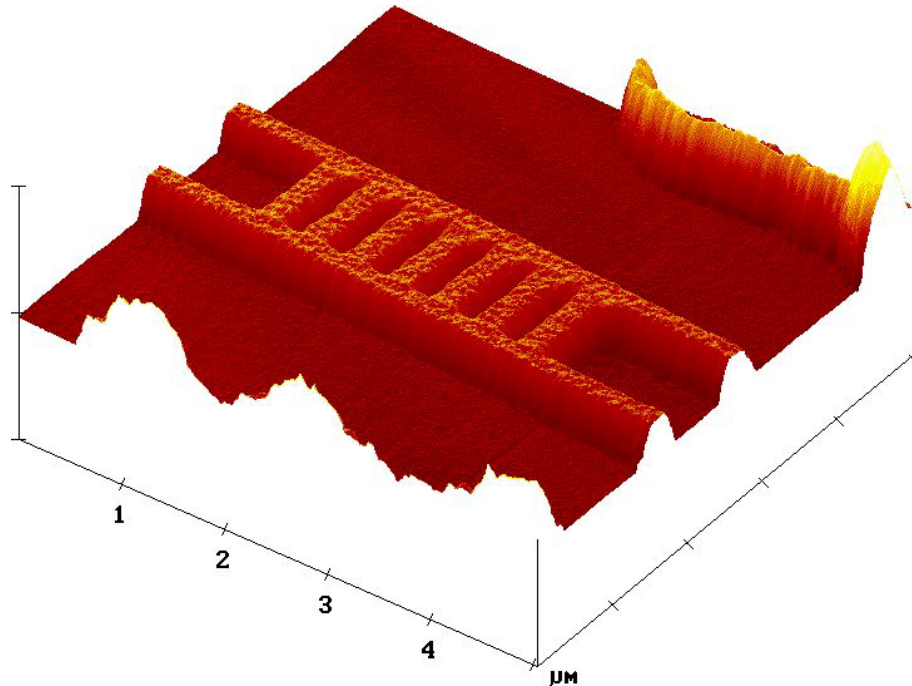


Abbildung 2.7.: AFM–Aufnahme Negativlackstege. Zu erkennen sind die parallelen Lackstege, die für die Abstandsmodulation der Feldeffektelektrode dienen. Die „Holme“ der Leiterstruktur dienen nur der mechanischen Stabilität.

elektronenlithographischem Schritt *eine* Feldeffektelektrode aufgebracht. Diese ist nun durch die Negativlackstege abstandsmoduliert. Wird nun eine Feldeffektspannung an die Elektrode angelegt, ist dem Potential, daß am Ort des 2DES wirkt, eine Modulation aufgeprägt. Dadurch bekommt man senkrecht unter den Negativlackstegen ein schwächeres Potential am Ort des 2DES, als dort wo das Metall der Feldeffektelektrode auf dem Halbleiter aufliegt. Die Wirkungsweise der abstandsmodulierten Feldeffektelektrode ist in Abbildung 2.8 schematisch veranschaulicht.

Mit dieser Methode lassen sich topologisch und präparativ sehr einfach mehrere hundert parallele QPK reproduzierbar herstellen [Haubrich 97a, Haubrich 97b]. Technologisch erweiterbar ist diese Technik auch auf mehrere tausend parallele QPK. Damit erhöht man den Standardstrom des Bauelementes um drei Größenordnungen und stößt in praxisrelevante Bereiche eines Standardstrom-Bauelementes vor.

Wie schon erwähnt, soll in dieser Arbeit hauptsächlich die Funktionalität der In-Plane-Gate Technologie im Hinblick auf einen SAW getriebenen QPK Stromstandard

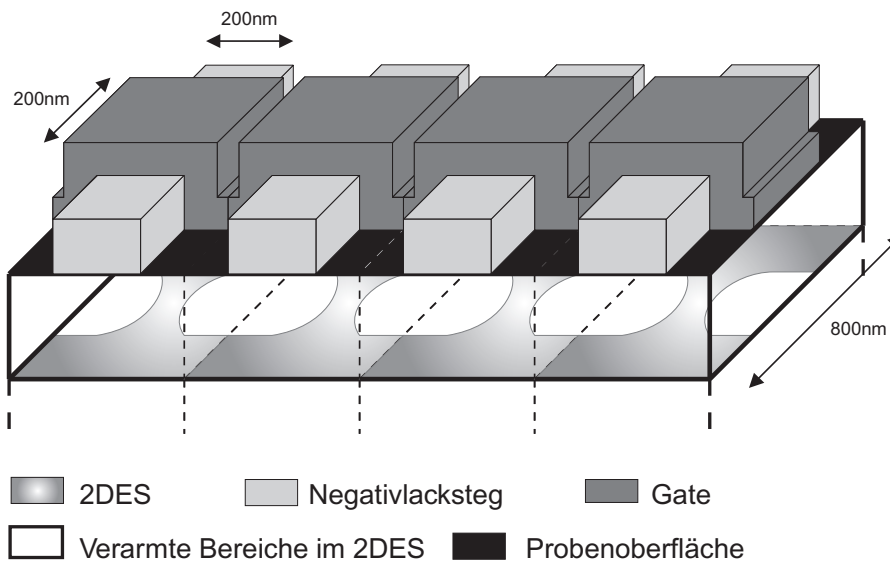


Abbildung 2.8.: Abstandsmodulierte Feldeffektelektrode. In dieser Grafik ist der Verarmungsbereich im 2DES der Heterostruktur veranschaulicht, der durch die abstandsmodulierte Feldeffektelektrode hervorgerufen wird.

untersucht werden. Die Herstellungstechnik dafür wird bei der Arbeitsgruppe A. Wieck an der Ruhr-Universität Bochum seit mehreren Jahren untersucht. Durch unsere Kooperation mit Herrn Prof. Dr. A. Wieck und dessen Mitarbeiter P. Schafmeister und D. Reuter wurde uns Probenmaterial (siehe Tabelle A.1 im Anhang) und FIB strukturierte QPK bereitgestellt. Die Herausforderung war nun, diese Proben für den Einsatz von *hochfrequenten* SAW zu strukturieren und zu kontaktieren. Die besondere Schwierigkeit lag dabei in dem Design der interdigitalen Schallwandler für die hohen Frequenzen von 3GHz (siehe Abschnitt 2.3), da das Halbleitermaterial GaAs nur schwach piezoelektrisch ist (siehe Abschnitt 2.4.1). In den folgenden Abschnitten soll auf die Physik der akustischen Oberflächenwellen nun näher eingegangen werden. Zuvor soll aber ein kurzer Einschub über die Impedanzanpassung von Hochfrequenzkomponenten folgen.

2.3. Hochfrequenztechnik

Ein Hauptteil dieser Arbeit bestand in der Entwicklung und Herstellung neuer interdigitaler Normalfingerwandler (siehe Abschnitt 2.4.2), die bei Frequenzen von 3GHz bis zu 7GHz auf GaAs Einfügedämpfungen von unter 15dB pro Schallwandler erreichen sollen. Für das Verständnis der relevanten Kapitel sollen hier einige grundlegende Begriffe der Hochfrequenztechnik erläutert werden, die im Zuge der Optimierung der Wandler immer wieder zum Einsatz kommen werden. Im folgenden soll kurz auf



Abbildung 2.9.: Schema eines Zweitores, mit den vier relevanten Größen.

die Methode der S-Parameter und auf die Verwendung und Bedeutung des Smith-Diagramms eingegangen werden.

2.3.1. S-Parameter

Voraussetzung für die Verwendung der S-Parameter (Scattering-Parameter) ist die Tatsache, daß lineare und nichtlineare Netzwerke gegenüber kleinen Signalen ein lineares Antwortverhalten besitzen, unabhängig davon um welches Netzwerk oder Bauelement es sich dabei handelt. D.h. das System wird als *Black-Box* behandelt, deren externes Verhalten, nach Kenntnis der Parameter, vorhergesagt werden kann.

Die S-Parameter übernehmen bei der Beschreibung von Hochfrequenz-Komponenten und Netzwerken eine entscheidende Stellung ein, da sie einfacher zu messen und zu handhaben sind als andere Arten von linearen Beschreibungsparametern für Hochfrequenz-Komponenten.

Die Netzwerke werden durch Eingangs- und Ausgangstore beschrieben, wobei wir uns auf das Zweitormodell beschränken werden. Am Zweitor läßt sich das Modell am einfachsten erläutern und ist auch für die Beschreibung von interdigitalen Schallwandlern siehe Abschnitt 2.4.2 zu verwenden. Das Zweitor soll ein Eingangstor und ein Ausgangstor besitzen, wie in Abbildung 2.9 dargestellt. Jedes Parameterensemble zur Beschreibung dieses Zweitores verknüpft die vier Variablen dieses Systems, den Strom I_1 und I_2 , sowie die Spannungen U_1 und U_2 . Da ein linearer Zusammenhang zwischen den Variablen besteht, lassen sie sich wie folgt schreiben:

$$I_1 = y_{11}U_1 + y_{12}U_2 \quad (2.21)$$

$$I_2 = y_{21}U_1 + y_{22}U_2 \quad (2.22)$$

Wählt man zwei andere Variablen als U_1 und U_2 als unabhängige Variablen, so erhält man analog einen anderen Parametersatz, der natürlich äquivalent zum anderen ist. Der Parametersatz im obigen Beispiel nennt sich *Kurzschluß-Admittanz-Parametersatz* oder *y-Parameter*. Zur Messung der y-Parameter müßten vier Messungen gemacht

werden, wobei ein Tor immer kurzgeschlossen sein muß:

$$y_{21} = \frac{I_2}{U_1} \Big|_{U_2=0; \text{ Kurzschluß}} \quad (2.23)$$

Dies zeigt nun den Nachteil dieser Parametersätze, die Messung verlangt immer nach offenen oder kurzgeschlossenen Toren, die aber in einer Messung für ein breites Frequenzband immer sehr schwer zu realisieren sind.

S-Parameter sind hingegen eine äquivalente Beschreibung, die die am Zweitor reflektierten und transmittierten Wellen miteinander verknüpft. Dabei geht man davon aus, daß der zu messende Prüfling zwischen einem 50Ω Generator und einem 50Ω Verbraucher gemessen wird (d.h., daß die Meßgeräte keine Reflexionen verursachen). Ein weiterer Vorteil der Verwendung der S-Parameter ist, daß die sich fortpflanzenden Wellen sich entlang einer verlustfreien Leitung nicht verändern, wohingegen die Amplituden von Spannung und Strom sich entsprechend der Wellenlänge sehr wohl verändern.

Verallgemeinerte S-Parameter wurden von K. Kurokawa [Kurokawa 65] vorgeschlagen. Die S-Parameter verknüpfen einen neuen Satz von Variablen $(a_i; b_i)$. Diese Variablen sind am Tor i einfallende (a) und ausfallende (b) normalisierte Spannungswellen. Sie sind durch die Torspannungen U_i , die Torströme I_i und der Referenzimpedanz Z_i definiert:

$$a_i = \frac{U_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}} \quad (2.24)$$

$$b_i = \frac{U_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}} \quad (2.25)$$

Die Referenzimpedanz Z_i ist, wie oben schon erwähnt normalerweise immer real, positiv und für Eingang und Ausgang fest auf 50Ω gewählt. Damit gibt es nur noch eine reale und positive Impedanz Z_0 . Die Definition der S-Parameter erfolgt nun über die beiden linearen Gleichungen:

$$b_1 = s_{11}a_1 + s_{12}a_2 \quad (2.26)$$

$$b_2 = s_{21}a_1 + s_{22}a_2 \quad (2.27)$$

Die Bedeutung der S-Parameter ist wie folgt:

$$\begin{aligned} s_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} &= \text{Reflexionskoeffizient des Eingangstores, während der} \\ &\text{Ausgang mit } 50\Omega \text{ abgeschlossen ist.} \\ s_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0} &= \text{Reflexionskoeffizient des Ausgangstores, während der} \\ &\text{Eingang mit } 50\Omega \text{ abgeschlossen ist.} \\ s_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} &= \text{Transmission vom Eingangs- zum Ausgangstor, während} \\ &\text{der Ausgang mit } 50\Omega \text{ abgeschlossen ist.} \\ s_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0} &= \text{Transmission vom Ausgangs- zum Eingangstor, während} \\ &\text{der Eingang mit } 50\Omega \text{ abgeschlossen ist.} \end{aligned}$$

$ a_1 ^2$	= Zur Verfügung stehende Leistung am Eingangstor.
$ a_2 ^2$	= Zur Verfügung stehende Leistung am Ausgangstor.
$ b_1 ^2$	= Reflektierte Leistung am Eingangstor = Zur Verfügung stehende Leistung minus die Leistung die in das Tor eingespeist wird.
$ b_2 ^2$	= Reflektierte Leistung am Ausgangstor
$ s_{11} ^2$	= $\frac{\text{Reflektierte Leistung am Eingangstor}}{\text{Zur Verfügung stehende Leistung am Eingangstor}}$
$ s_{22} ^2$	= $\frac{\text{Reflektierte Leistung am Ausgangstor}}{\text{Zur Verfügung stehende Leistung am Ausgangstor}}$
$ s_{21} ^2$	= $\frac{\text{Transmittierte Leistung vom Eingangstor zum Ausgangstor}}{\text{Zur Verfügung stehende Leistung am Eingangstor}}$
$ s_{12} ^2$	= $\frac{\text{Transmittierte Leistung vom Ausgangstor zum Eingangstor}}{\text{Zur Verfügung stehende Leistung am Ausgangstor}}$

Tabelle 2.1.: Zusammenhang zwischen Leistung, Spannungswellen und S-Parametern.

Damit ist die Definition von s_{11} äquivalent mit der ursprünglichen Definition des Reflexionsfaktors r :

$$s_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{\frac{U_1}{I_1} - Z_0}{\frac{U_1}{I_1} + Z_0} = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = r \quad (2.28)$$

Also der Zusammenhang zwischen Eingangsimpedanz $Z_1 = \frac{U_1}{I_1}$ und Leitungsimpedanz Z_0 :

$$Z_1 = Z_0 \frac{1 + s_{11}}{1 - s_{11}} \quad (2.29)$$

Der Zusammenhang zwischen Reflexionskoeffizient und Impedanz in Gleichung 2.28 ist die Grundlage für die Berechnungen im Smith-Diagramm, die im folgenden Abschnitt kurz erläutert werden sollen. Zum Abschluß sind in Tabelle 2.1 die Leistungsdefinitionen und deren Zusammenhang mit den S-Parametern aufgelistet.

2.3.2. Das Smith-Diagramm und Anpassung von Hochfrequenzkomponenten

Im folgenden soll kurz auf die Anwendung und Bedeutung des Smith-Diagramms eingegangen werden. Das Smith-Diagramm, wie es in Abbildung 2.10 dargestellt ist, erlaubt es in einfacher Weise die Problemstellung der Anpassung von Hochfrequenzkomponenten zu veranschaulichen.

Das Smith-Diagramm geht aus einer konformen Abbildung der komplexen Z -Ebene der Impedanz auf die Reflexionsfaktorebene hervor. Der Reflexionsfaktor ist über die Spannungsamplitude einer einlaufenden Welle U_{ein} und der Spannungsamplitude der reflektierten Welle U_{ref} definiert:

$$r = \frac{U_{ref}}{U_{ein}} \quad (2.30)$$

wobei für die reflektierte Leistung gilt:

$$r^2 = \frac{P_{ref}}{P_{ein}} \quad (2.31)$$

Der Reflexionsfaktor läßt sich auch in Abhängigkeit der Lastimpedanz Z schreiben, wie dies bei den S-Parametern in Gleichung 2.28 geschehen ist. Diese Gleichung läßt sich umstellen, wenn man die Impedanz Z in Bezug zur Impedanz des Hochfrequenzaufbaus⁵ Z_0 (also zur Impedanz der Hochfrequenzkabel) setzt:

$$r = \operatorname{Re} r + j \operatorname{Im} r = \frac{\frac{Z}{Z_0} - 1}{\frac{Z}{Z_0} + 1} = \frac{\frac{R+jX}{Z_0} - 1}{\frac{R+jX}{Z_0} + 1} \quad (2.32)$$

Gesucht werden nun die Linien $R/Z_0 = \text{const}$ und $X/Z_0 = \text{const}$ in der Reflexionsfaktorebene. Dazu wird die Impedanz in Realteil und Imaginärteil aufgespalten und man erhält die beiden Kreisgleichungen:

$$\left(\operatorname{Re} r - \frac{\frac{R}{Z_0}}{1 + \frac{R}{Z_0}} \right)^2 + (\operatorname{Im} r)^2 = \left(\frac{1}{1 + \frac{R}{Z_0}} \right)^2, \quad \frac{R}{Z_0} = \text{const} \quad (2.33)$$

$$(\operatorname{Re} r - 1)^2 + \left(\operatorname{Im} r - \frac{1}{\frac{X}{Z_0}} \right)^2 = \left(\frac{1}{\frac{X}{Z_0}} \right)^2, \quad \frac{X}{Z_0} = \text{const} \quad (2.34)$$

Die Abbildung der Linien $R/Z_0 = \text{const}$ und $X/Z_0 = \text{const}$ aus der Z -Ebene in die r -Ebene sind also Kreise, deren Mittelpunktskoordinaten aus den Gleichungen 2.33 und 2.34 abgelesen werden können. Daraus ergibt sich die Darstellung der Kreislinien im Smith-Diagramm 2.10.

Trägt man nun bezüglich dieses Koordinatensystems eine Lastimpedanz in das Diagramm ein, so läßt sich durch Abmessen des Abstandes dieses Punktes zur eins,

⁵Sämtliche Standard-Hochfrequenzkomponenten besitzen ein Z_0 von 50Ω .

2. Theoretische Grundlagen

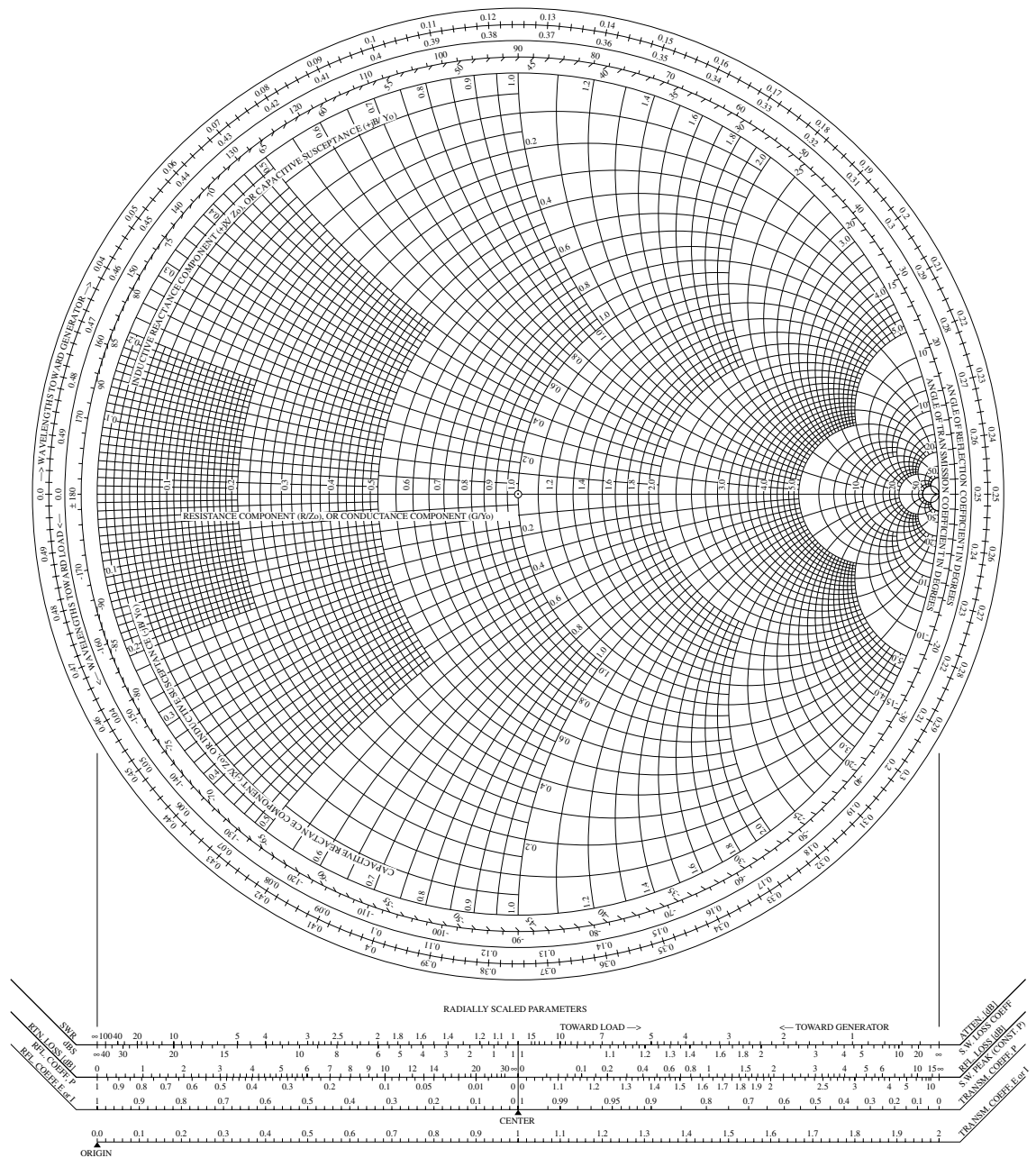


Abbildung 2.10.: Das vollständige Smith-Diagramm.

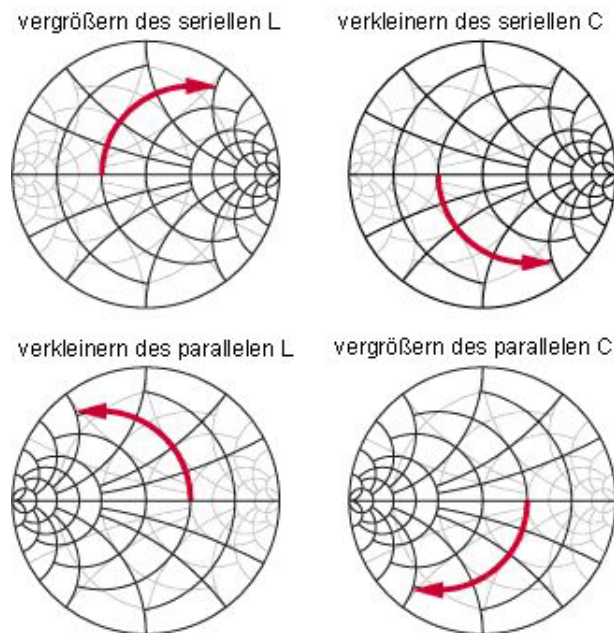


Abbildung 2.11.: Wirkungsweise von Induktivitäten und Kapazitäten auf Impedanzen im Smith-Diagramm. Dargestellt sind zum einen die Smith-Diagramme für die seriellen Blindwiderstände, sowie die punktgespiegelten Smith-Diagramme (Admittanzen) für die parallelen Blindwiderstände.

in der Mitte des Diagramms, der zugehörige Reflexionsfaktor ablesen (ein auf der äußeren Kreislinie liegender Punkt entspricht einem Reflexionsfaktor von eins). Den Mittelpunkt des großen Kreises nennt man den Anpassungspunkt, da dort die Impedanz des Hochfrequenzaufbaus liegt, d.h. liegt die Lastimpedanz auch dort, so ist das System angepaßt. Die praktisch wichtige Größe der Einfügedämpfung (IL — Insertion Loss; siehe Abschnitt 2.4.2), d.h. das Verhältnis von transmittierter Leistung P_{trans} zur einlaufenden Leistung P_{ein} in logarithmischer Darstellung:

$$IL = -10 \cdot \log \frac{P_{trans}}{P_{ein}} = -10 \cdot \log(1 - |r|^2) \quad (2.35)$$

Für Admittanzen existiert das analoge Diagramm, welches aus dem Smith-Diagramm durch eine Punktspiegelung am Anpassungspunkt hervorgeht. Diese beiden Diagramme sind hervorragend geeignet um Anpassungen von Hochfrequenzkomponenten zu veranschaulichen. Hierzu betrachte man die Abbildung 2.11. Durch ein Netzwerk aus seriellen wie parallelen Kapazitäten C und Induktivitäten L läßt sich immer eine Anpassung erreichen, indem man die Lastimpedanz im Smith-Diagramm auf den Anpassungspunkt „dreht“. Dabei bewegt man sich immer auf den Kreisen konstanten Realteils, da C und L jeweils nur mit einem Blindwiderstand (Imaginärteil)

beitragen. Schaltet man direkt vor die anzupassende Komponente (in Richtung Generator) jeweils ein entsprechend geschaltetes C - oder L -Glied, so bewegt man sich, beim Vergrößern bzw. Verkleinern der Größen, von der eingetragenen Lastimpedanz in Richtung der Pfeile, wie in Abbildung 2.11 gezeigt. D.h. mit einem Netzwerk aus einer seriellen und parallelen C bzw. L Komponente lassen sich sämtliche Impedanzen auf den Anpassungspunkt „drehen“. Diese Tatsache ist in Abbildung 2.12 übersichtlich für die vier verschiedenen Beschaltungsmöglichkeiten zusammengefaßt. Damit kann nach dem Eintragen der Lastimpedanz in das Smith-Diagramm die geeignete Schaltung herausgesucht werden, mit der man die Anpassung bewerkstelligen kann. Mit Hilfe des Smith-Diagramms kann die zugehörige Induktivität und Kapazität bestimmt werden⁶. Die benötigten Blindwiderstände können direkt an der Beschriftung des gekrümmten Koordinatensystems abgelesen werden. Eine so vorgenommene Anpassung ist natürlich wegen der Frequenzabhängigkeit der Blindwiderstände, hervorgerufen durch C und L , immer sehr schmalbandig. D.h. die Anpassung erfolgt jeweils nur für eine bestimmte Frequenz. Durch kompliziertere Netzwerke ist es möglich auch breitbandigere Anpassungen zu erreichen, dies würde aber den Rahmen dieser Einführung sprengen. Anzumerken bleibt noch, wie sich Leitungslängen im Smith-Diagramm auswirken. Eine Z_0 Leitung, die vor oder nach die Lastimpedanz geschaltet wird, transformiert die Lastimpedanz auf einem Kreis mit Radius des Reflexionsfaktors um den Anpassungspunkt. Dabei „dreht“ die Lastimpedanz im Uhrzeigersinn (Leitung in Richtung Generator) oder gegen den Uhrzeigersinn (Leitung in Richtung Last). Der Drehwinkel ist im Smith-Diagramm auf dem Außenring in Einheiten von l/λ (Leitungslänge bezogen auf die Arbeitsfrequenz) abzulesen. Demnach transformiert eine $\lambda/4$ Leitung (Drehung von 180° um den Anpassungspunkt) die Impedanz gerade reziprok und eine $\lambda/2$ Leitung (Drehung von 360° um den Anpassungspunkt) bildet die Impedanz wieder auf sich selbst ab, während der Spannungshub um π phasenverschoben ist.

Zum besseren Verständnis, soll nun ein kleines Beispiel einer Anpassung mit einem Smith-Diagramm folgen. In Abbildung 2.13 ist eine frequenzabhängige Berechnung für einen interdigitalen Normalfingerwandler (IDT — näheres zu IDT's und deren Berechnung in Abschnitt 2.4.2) dargestellt. Die Parameter für den IDT sind die des in dieser Arbeit standardmäßig verwendeten Typs bei einer Resonanzfrequenz von 2,7GHz. In Teilbild (b) ist ein Anpassungsnetzwerk und dessen Einfluß auf das Smith-Diagramm zu sehen. Zu erkennen ist, wie die Lastimpedanz durch die Blindwiderstände, auf Kreisen konstanten Realteils der Impedanz und Admittanz, auf den Anpassungspunkt „gedreht“ werden.

Die Anwendungsarten des Smith-Diagramms können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Veranschaulichung der Beziehung zwischen Impedanz und Reflexionsfaktor (Abstand des Impedanzpunktes vom Anpassungspunkt).

⁶Zur exakteren Lösung ist der grafischen Methode natürlich eine Berechnung vorzuziehen.

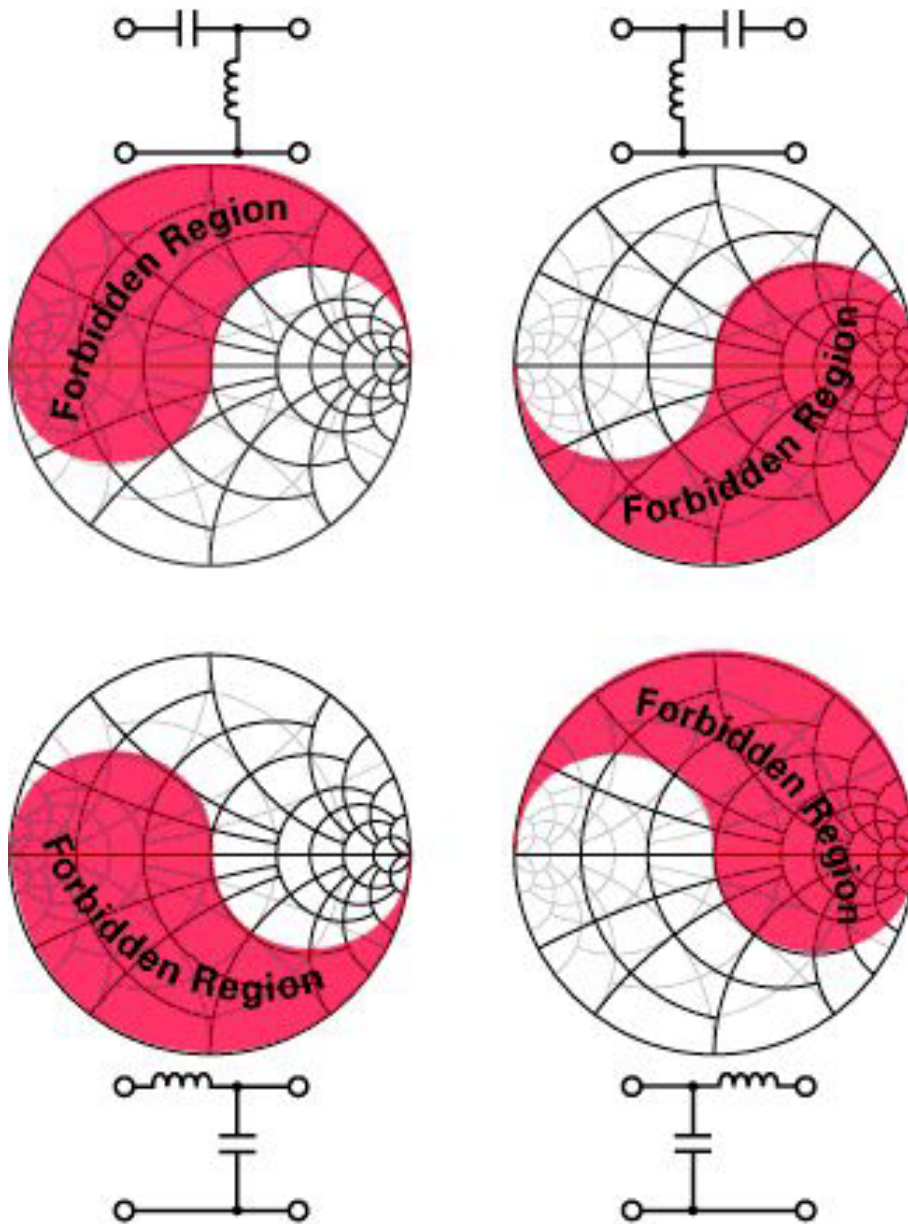


Abbildung 2.12.: Die Möglichkeiten der verschiedenen Anpassungsnetzwerke, mit denen man Impedanzen aus bestimmten Bereichen des Smith-Diagramms auf den Anpassungspunkt transformieren kann. Die verbotene Zone (Forbidden Region) zeigt dabei die Impedanzbereiche im Smith-Diagramm, die durch das entsprechende Anpassungsnetzwerk nicht auf den Anpassungspunkt gebracht werden können.

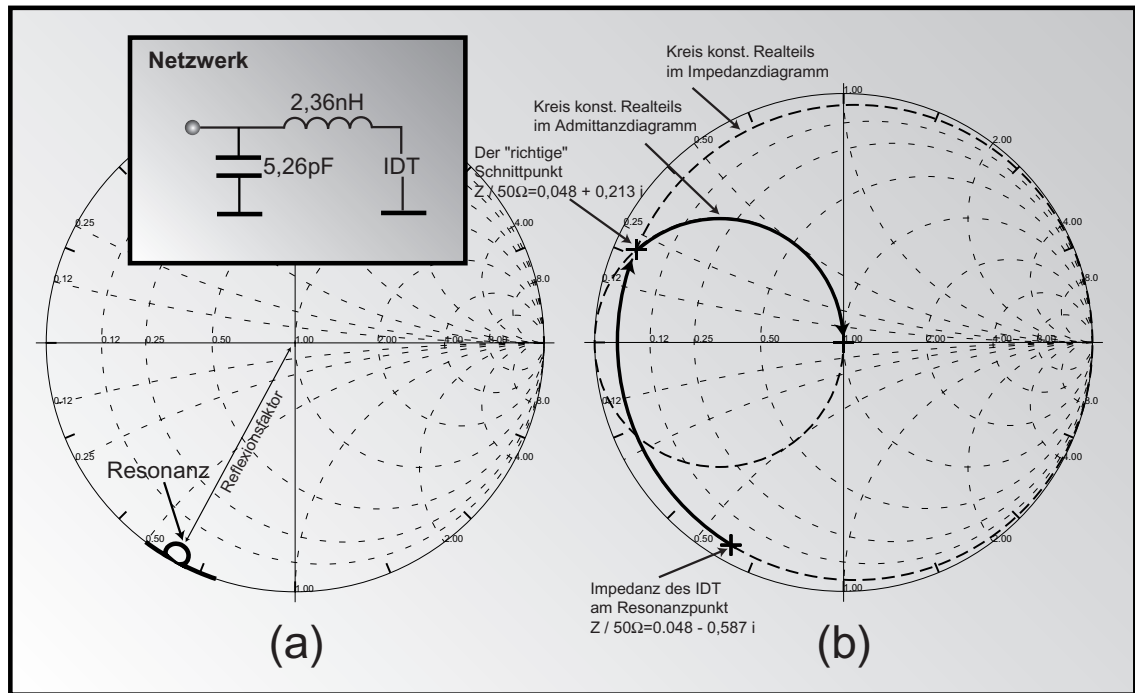


Abbildung 2.13.: (a) Ein typischer Normalfingerwandler, wie er in dieser Arbeit verwendet wird, frequenzabhängig (2.2GHz bis 3.2GHz) berechnet und in einem Smith-Diagramm dargestellt. (b) Veranschaulichung einer möglichen Anpassung dieses IDT durch ein zweikomponentiges LC -Netzwerk in einem Smith-Diagramm. Nachdem man sich aus Abb. 2.12 das richtige Netzwerk herausgesucht hat, zeichnet man den Kreis konstanten Realteils durch den Punkt des IDT ein. Jetzt sucht man die Schnittpunkte mit dem Kreis konstanten Realteils für die Admittanz des Anpassungspunktes. Der Schnittpunkt, der sich durch die richtige Drehrichtung (siehe Abb. 2.11) auf den Anpassungspunkt drehen lässt ist der richtige Schnittpunkt. Dessen Imaginärteil der Impedanz wird zur Berechnung der seriellen Induktivität und dessen Imaginärteil der Admittanz wird zur Berechnung der parallelen Kapazität verwendet.

- Ableitung der Admittanz aus der Impedanz durch Punktspiegelung des Impedanzpunktes an dem Anpassungspunkt und Ablesen der Impedanzskala).
- Änderung der Impedanz durch Leitungslängen (Phasendrehung), kann durch Drehung des Impedanzpunktes um den Anpassungspunkt mit dem Winkel $180^\circ \cdot 4l/\lambda$ bewerkstelligt werden.
- Die Dimensionierung eines Anpassungsnetzwerkes kann durch das Smith-Diagramm bestimmt werden:
 - Der Einfluß von in Serie geschalteten Induktivitäten bzw. Kapazitäten kann durch Drehung auf Kreisen konstanten Realteils im Impedanz Smith-Diagramm veranschaulicht werden. Aus dem Imaginärteil der Impedanz, die aus der Differenz der beiden Impedanzen ermittelt wird, können die Induktivitäten bzw. Kapazitäten der Anpassungselemente bestimmt werden.
 - Der Einfluß von parallel geschalteten Induktivitäten bzw. Kapazitäten kann durch Drehung auf Kreisen konstanten Realteils im Admittanz Smith-Diagramm (punktgespiegeltes Smith-Diagramm) veranschaulicht werden. Aus dem Imaginärteil der Admittanz, die aus der Differenz der beiden Admittanzen ermittelt wird, können die Induktivitäten bzw. Kapazitäten bestimmt werden.

Nachdem nun einige Grundbegriffe der Hochfrequenztechnik erörtert wurden, soll nun der wichtigste Abschnitt über die Physik sowie die Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen folgen.

2.4. Akustische Oberflächenwellen

Das Auftreten und physikalische Verhalten von Wellen, die elastische Energie an der Oberfläche von Festkörpern propagieren, wurde bereits 1885 von Lord Rayleigh in einer theoretischen Abhandlung untersucht [Rayleigh 1885]. Danach werden die Moden der transversalen Auslenkung der Oberfläche Rayleighwellen genannt. Es existieren noch andere Moden, die die Randbedingungen der Oberflächenwelle erfüllen, wie z.B. die Bluestein-Gulyaev Mode oder die Love-Mode. Eine ausführliche Behandlung und einen Überblick über die verschiedenen akustischen Anregungen auf einem GaAs-Kristall findet man z.B. in der Diplomarbeit von F.W. Beil [Beil 99].

Die erste Anwendung der Theorie über die Rayleighwellen war in der Seismologie zur Beschreibung von Erdbebenwellen, die sich auf der Erdkruste ausbreiten. Dort wurde die Oberflächenwellenforschung schnell zu einem wichtigen Feld des Forschungsinteresses. Die Anwendung von Oberflächenwellen für die elektrische Signalverarbeitung ist dagegen ein eher junges Forschungsgebiet. Die hervorragende Eignung von akustischen Oberflächenwellen (Surface Acoustic Waves — SAW) für Anwendungen

in der Hochfrequenztechnik und somit vor allem in der Nachrichtentechnik eröffnete der SAW ein breites technisches Anwendungsfeld. SAW-Bauelemente sind als Hochfrequenzfilter in Fernsehgeräten, Funkgeräten, Mobiltelefonen, Radargeräten und vielen anderen nachrichtentechnischen Applikationen zu finden.

Zunächst wurden SAW durch Volumenwandler [Victorow 62] und später durch sogenannte Interdigitalschallwandler (Interdigital Transducer — IDT), nach White und Voltmer [White 65], auf einem piezoelektrischen Substratmaterial angeregt (zur Anregung der SAW siehe Abschnitt 2.4.2).

2.4.1. Akustische Oberflächenwellen auf einem piezoelektrischen Kristall

In diesem Abschnitt soll kurz auf die physikalischen Grundlagen der Oberflächenwelle auf einem piezoelektrischen Substrat eingegangen werden. Sehr ausführliche Abhandlungen zu diesem Thema sind in den Referenzen [Rotter 96, Rotter 99a, Beil 99] zu finden.

Die Beschreibung von Oberflächenwellen auf piezoelektrischen Materialien bedeutet immer, daß die Beschreibung tensoriell sein muß. Piezoelektrische Materialien besitzen immer eine fehlende Inversionssymmetrie und sind damit immer anisotrope Kristalle, so auch der von uns verwendete Halbleiter GaAs. Die Piezoelektrizität ist dabei zwar immer eine *kleine* Störung der mechanischen Welle, ist aber für die meisten Bauelemente von herausragender Bedeutung.

Die vollständige Beschreibung der Physik erfolgt mit den sogenannten Konstitutivgleichungen⁷:

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}S_{kl} - p_{kij}E_k \\ D_i &= p_{ijk}S_{jk} + \varepsilon_{ij}E_j \quad \text{mit } i, j, k, l = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.36)$$

Dabei bedeuten:

- T** : symmetrischer Spannungstensor (Tensor 2. Stufe)
- S** : symmetrischer Verzerrungstensor $S_{kl} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l}$ (Tensor 2. Stufe)
- c** : Elastizitätsmodul (Tensor 4. Stufe)
- ε** : dielektrischer Permittivitätstensor (Tensor 2. Stufe)
- p** : piezoelektrischer Tensor (Tensor 3. Stufe)
- \vec{E} : elektrisches Feld (Vektor)
- \vec{D} : elektrische Verschiebungsdichte (Vektor)

Der symmetrische Spannungstensor **T** entspricht dabei den Kräften, die auf die Seiten eines infinitesimalen Volumenelementes des Festkörpers wirken. T_{ii} sind dabei

⁷Im folgenden soll die Einsteinsche Summenkonvention benützt werden.

Druck- oder Zugkräfte, während T_{ij} $i \neq j$ Scherkräfte sind. Der symmetrische Verzerungstensor \mathbf{S} beschreibt die Deformation des Volumenelementes. Verknüpft werden die beiden Tensoren durch das Hookesche Gesetz mit dem Elastizitätsmodul c_{ijkl} (die relevanten Daten für GaAs kann man der Tabelle 2.2 entnehmen). Die elektrische Gleichung beschreibt den Zusammenhang von elektrischer Verschiebungsdichte \vec{D} und der elektrischen Feldstärke \vec{E} für anisotrope Medien. Zusätzlich taucht nun in beiden Gleichungen jeweils ein Term mit dem piezoelektrischen Tensor auf, der die beiden Gleichungen koppelt. Die Kräfte auf ein Volumenelement werden mit dem elektrischen Feld, während die elektrische Verschiebungsdichte mit der Verformung eines Volumenelementes über \mathbf{p} gekoppelt wird.

In den meisten Anwendungen kann man die beiden Tensorgleichungen in verkürzter Schreibweise für die Tensoren \mathbf{T} und \mathbf{S} als Sechser-Vektoren darstellen⁸ [Farnell 77]:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_{11} \\ T_{22} \\ T_{33} \\ T_{23} = T_{32} \\ T_{13} = T_{31} \\ T_{12} = T_{21} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ S_{33} \\ 2S_{23} = 2S_{32} \\ 2S_{13} = 2S_{31} \\ 2S_{12} = 2S_{21} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Das Elastizitätsmodul \mathbf{c} wird dann zu einer 6×6 -Matrix. Die Indizes der neuen Matrix werden den Indexpaaren ij und kl nach folgendem Schema zugeordnet:

$$\begin{array}{lll} 11 \mapsto 1 & 22 \mapsto 2 & 33 \mapsto 3 \\ 23 \text{ und } 32 \mapsto 4 & 13 \text{ und } 31 \mapsto 5 & 12 \text{ und } 21 \mapsto 6. \end{array}$$

Das selbe Schema ist auch für die beiden Indizes jk des piezoelektrischen Tensors p_{ijk} anzuwenden, der dann zu einer 3×6 -Matrix wird. Die dann zu verwendenden Tensoren für GaAs sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Verwendet man das 3. Newtonsche Gesetz, so bekommt man folgende Bewegungsgleichung:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.38)$$

Für die anzuwendenden Maxwell-Gleichungen benützt man eine quasistatische Näherung, so daß man das elektrische Feld als Gradient eines zeitabhängigen Potentials ansetzt. Diese Näherung erfolgt aufgrund des großen Unterschieds von Licht- und Schallgeschwindigkeit, womit die elektromagnetischen Anteile nur eine kleine Rolle spielen. Mit der Maxwell-Gleichung, dem elektrischen Feld

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.39)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (2.40)$$

⁸Dies ist immer dann möglich, wenn die Komponenten des Spannungstensors \mathbf{T} symmetrisch sind.

2. Theoretische Grundlagen

Kristallklasse	kubisch, $\bar{4}3m$
Ausbreitungsgeschwindigkeit	$v_{GaAs;T=4,2K;[011]} = 2885 \frac{m}{s}$ $v_{Al_xGa_{1-x}As;T=300K;[011]} = (2817 + 315x) \frac{m}{s}$
Elektromechanische Kopplungskonstante	$K_{eff;[011]}^2 = 0,00064$
Massendichte	$\rho = 5,32 \cdot 10^3 \frac{kg}{m^3}$
Effektive Masse des Elektrons	$m^* = 0,067m_0$
Elastische Konstanten [$10^{10}N/m^2$]	$c_{ij} = \begin{pmatrix} 11,9 & 5,38 & 5,38 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 5,38 & 11,9 & 5,38 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 5,38 & 5,38 & 11,9 & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 \end{pmatrix}$
Piezoelektrische Konstanten [C/m^2]	$p_{ij} = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & -0,154 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -0,154 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & -0,154 \end{pmatrix}$
Dielektrische Konstanten [ε_0]	$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 12,5 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 12,5 & \cdot \\ \cdot & \cdot & 12,5 \end{pmatrix}$

Tabelle 2.2.: Einige wichtige Eigenschaften des GaAs-Kristalls. Die verschiedenen Konstanten für die Konstitutivgleichungen 2.36 sind in verkürzter Schreibweise angegeben (siehe Text) [Farnell 77, Auld 73].

und der Bewegungsgleichung 2.38 ergeben sich dann folgende zwei Gleichungen:

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} - p_{kij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_i} = 0 \quad (2.41)$$

$$p_{ikl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} - \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_k} = 0. \quad (2.42)$$

Formal lassen sich die Gl. 2.41 und 2.42 auf eine Form „ohne“ Piezoelektrizität bringen. Dies erreicht man durch Modifikation des Elastizitätsmoduls \mathbf{c} . Für eine Dimension sieht die Transformation dann wie folgt aus:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \hat{c} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (2.43)$$

wobei

$$\begin{aligned} \hat{c} &= c \left(1 + \frac{p^2}{c \cdot \varepsilon} \right) \\ &= c (1 + K^2) \end{aligned} \quad (2.44)$$

gilt. Die elektromechanische Kopplungskonstante K^2 verknüpft nun das Elastizitätsmodul \mathbf{c} mit der neuen Definition $\hat{\mathbf{c}}$. Nach Gl. 2.44 gilt immer $\hat{c} > c$, d.h. durch die Piezoelektrizität wird der Kristall um den Faktor $1 + K^2$ steifer, da nun zu den rücktreibenden Kräften des Kristallgitters nun auch elektrisch rücktreibende Kräfte vorhanden sind. Diese Tatsache wirkt sich natürlich auf Größen, die vom Elastizitätsmodul abhängen, wie die Schallgeschwindigkeit aus. Diese erhöht sich in erster Ordnung wie folgt:

$$\begin{aligned} \hat{v} &= \sqrt{\frac{\hat{c}}{\rho}} \\ &= \sqrt{\frac{c(1 + K^2)}{\rho}} \\ &\approx v \left(1 + \frac{1}{2} K^2 \right). \end{aligned} \quad (2.45)$$

Damit ergibt sich die Relation:

$$\frac{\hat{v} - v}{v} = \frac{\Delta v}{v} = \frac{K^2}{2}. \quad (2.46)$$

Die Lösungen der Differentialgleichungen 2.41 und 2.42 für unendlich ausgedehnte Kristalle sind Volumenwellen. Für die mechanische Randbedingung einer spannungslosen Oberfläche und den elektrischen Stetigkeitsbedingungen für Feldstärke und Verschiebungsdichte erhält man die verschiedenen Oberflächenwellenmoden als Lösungen,

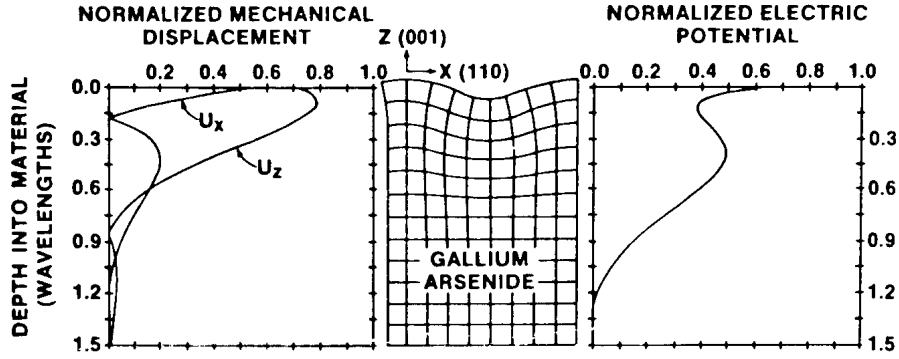


Abbildung 2.14.: Normierte Auslenkung und elektrisches Potential einer Oberflächenwelle auf [100]-GaAs in [011]-Ausbreitungsrichtung [Webster 85].

von denen uns die Rayleighwelle besonders interessiert. Die Gleichungen 2.41 und 2.42 sind im Allgemeinen nur numerisch lösbar. Eine Lösung für eine Oberflächenwelle auf GaAs zeigt Abbildung 2.14. Die Form einer Rayleighmode ist in Abbildung 2.15 schematisch dargestellt.

K^2 läßt sich für den Fall von Volumenwellen explizit berechnen. Für Oberflächenwellen ist die Berechnung aus den Kristallkonstanten, aufgrund der Inhomogenität in z -Richtung, nicht mehr möglich. Dennoch wird in Analogie zum Volumenfall eine Materialkonstante K_{eff}^2 eingeführt. Man benützt dabei die Tatsache, daß bei einer leitenden Oberfläche das piezoelektrische Potential lateral kurzgeschlossen wird und somit der Versteifungseffekt aufgehoben wird. Damit hat man für eine freie und eine leitende Oberfläche zwei verschiedene Schallgeschwindigkeiten.

$$\frac{K_{eff}^2}{2} = \frac{v_f - v_m}{v_f} = \frac{\Delta v}{v_f} \quad (2.47)$$

v_f : Geschwindigkeit der Oberflächenwelle an einer freien Oberfläche.

v_m : Geschwindigkeit der Oberflächenwelle an einer dünn metallisierten Oberfläche.

Abbildung 2.16 zeigt den Vergleich des piezoelektrischen Potentials einer Oberflächenwelle auf einer freien und metallisierten Oberfläche auf GaAs. Danach sind die Potentiale in einer Tiefe von $0,4 \times \lambda_{SAW}$ wieder fast gleich. Will man also eine metallisierte Oberfläche verwenden (Feldeffektelektrode) und trotzdem ausreichende Wechselwirkung der Oberflächenwelle mit einem 2DES haben, so muß das 2DES in ausreichender Tiefe sein.

Auf [100]-GaAs ist die größte Kopplungsstärke entlang der [011]-Richtung des Kristalls. Die Kopplungsstärke beträgt dann $K_{eff}^2 = 0,00064$. Regt man die Welle unter kleinen Winkeln θ zur [011]-Richtung an, so nimmt nach Hunt [Hunt 90] die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit

$$v(\theta) = v_{[011]}(1 - \gamma\theta^2) \quad (2.48)$$

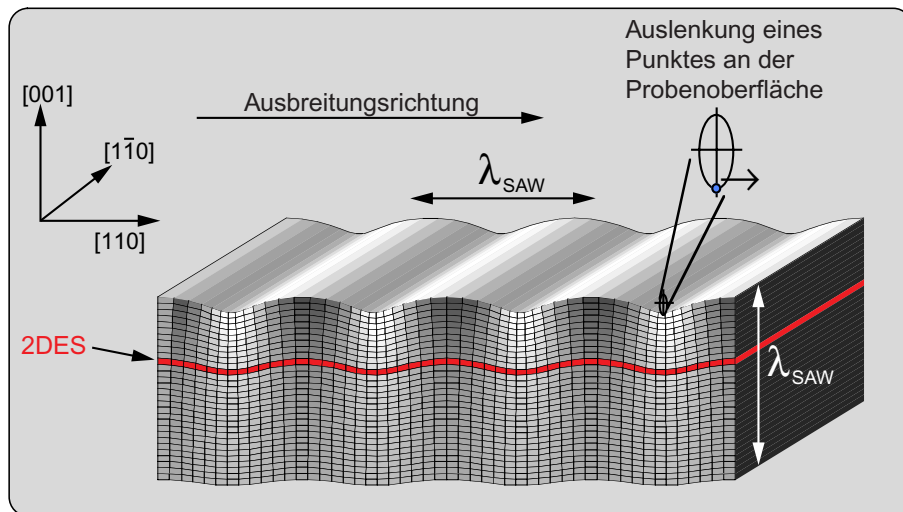


Abbildung 2.15.: Schematische Darstellung der mechanischen Deformation einer SAW. Zu sehen ist die elliptische Auslenkung eines Punktes an der Oberfläche des Festkörpers, sowie die Dehnung und Stauchung im Festkörper. Eingezeichnet sind die ungefähren Abstandsverhältnisse von 2DES und SAW-Wellenlänge [Streibl 99a].

ab. Dabei bezeichnet γ einen Anisotropiefaktor der für den vorliegenden Fall experimentell zu 0,455 bestimmt wurde. Aufgrund der Anisotropie von GaAs ergibt sich bei einer Oberflächenwelle in $[011]$ -Richtung eine Selbstfokussierung („beam-steering“).

2.4.2. Anregung und Detektion von akustischen Oberflächenwellen

Die Anregung von akustischen Oberflächenwellen auf piezoelektrischen Substraten geschieht heutzutage fast ausschließlich durch interdigitale Schallwandler (IDT — Interdigital Transducer). Mit ihnen erreicht man die höchste Qualität in der Anregung von kohärenten Oberflächenwellen mit definiertem Wellenvektor. Darüberhinaus ist deren Herstellung technisch mit größter Präzision und in großen Stückzahlen durch moderne Lithographietechniken möglich. Der einfachste Typ ist der ungewichtete⁹ IDT. Er besteht aus kammartig ineinandergreifenden dünnen metallisierten Strukturen auf der Oberfläche des Substrates. In Abbildung 2.17a ist dieser Typ dargestellt. Diese Strukturen werden, wie in Kapitel 3 näher erläutert, durch Elektronenstrahlolithographie¹⁰ hergestellt.

Beim Anlegen einer Wechselspannung an die beiden Elektrodenpaare, wird dem

⁹Ungewichtet bedeutet, daß alle Fingerpaare des Schallwandlers gleich lang sind.

¹⁰Die industrielle Produktion von Hochfrequenzfilter und IDT für andere Anwendungen geschieht ausschließlich durch optische Lithographie.

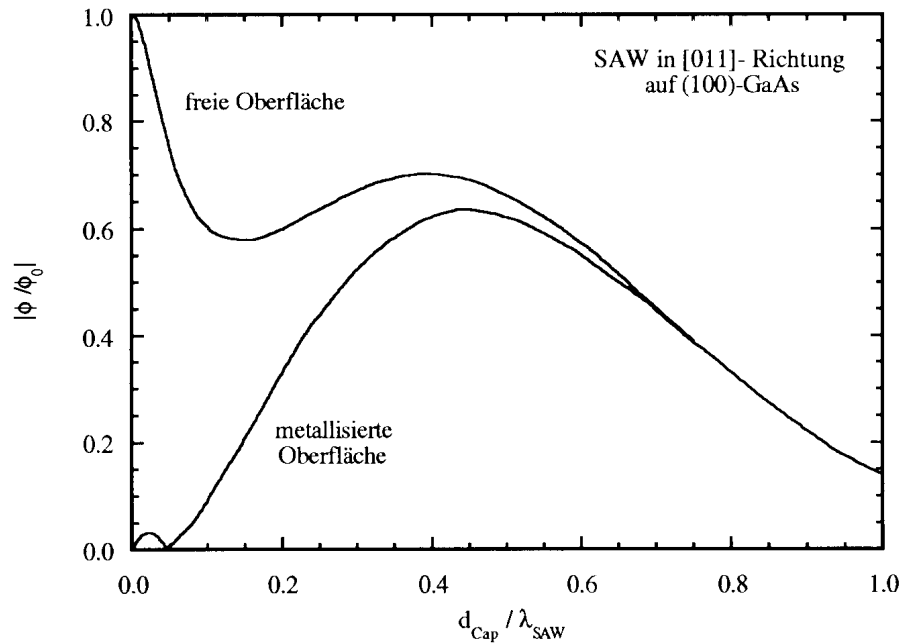


Abbildung 2.16.: Piezoelektrisches Potential einer Oberflächenwelle auf [100]-GaAs in [011]-Ausbreitungsrichtung mit und ohne metallisierte Oberfläche [Datta 78].

Kristall über den inversen piezoelektrischen Effekt das Muster der elektrisch geladenen IDT-Elektroden aufgeprägt, der Kristall verformt sich (siehe Abb. 2.18). Diese periodische Deformation des Kristalls kann sich als Oberflächenwelle fortpflanzen, wenn die Anregungsfrequenz der Wechselspannung richtig gewählt ist. Legt eine solche Deformation genau innerhalb eines Zyklus der Wechselspannung die Strecke p zu dem nächsten gleichartigen Fingerpaar zurück (siehe Abb. 2.17), so liegt der Resonanzfall vor und die erzeugten Wellenzüge können sich konstruktiv überlagern. Auch für jedes ungeradzahlige Vielfaches von \mathbf{p} tritt der Resonanzfall ein, dies entspricht der Anregung der 3., 5. usw. harmonischen der Grundfrequenz. Die Resonanzbedingung ist dann mit der Schallgeschwindigkeit v_s der Oberflächenwelle wie folgt gegeben:

$$f_n = (2n - 1) \frac{v_s}{\lambda} \quad (2.49)$$

Der ganze Vorgang läßt sich auch umgekehrt zur Detektion von Oberflächenwellen nutzen. Eine einlaufende Oberflächenwelle auf einem piezoelektrischen Substrat besitzt an jedem Punkt der Auslenkung des Kristalls ein begleitendes elektrisches Feld. In einem IDT, der parallel zur einlaufenden Wellenfront steht, wird der Resonanz, eine Wechselspannung generiert, die von außen abgegriffen werden kann.

In der industriellen Massenfertigung werden Wandlerstrukturen für Frequenzen von 20 MHz bis 3GHz hergestellt. Dabei erfolgt die Herstellung meist auf stärker pie-

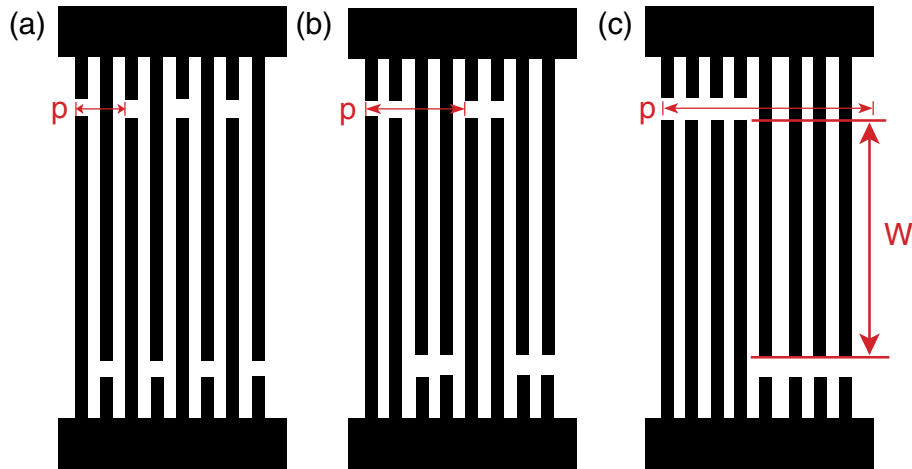


Abbildung 2.17.: Verschiedene Typen von interdigitalen Schallwandlern. (a) Normalfingerwandler; (b) Split-2 Fingerwandler; (c) Split-4 Fingerwandler. Die Wellenlänge der damit erzeugten Oberflächenwelle ist mit p bezeichnet, die effektive Apertur mit W .

zoelektrischen Substraten wie Quarz oder LiNbO_3 . LiNbO_3 besitzt ein um den Faktor 88 größere elektromechanische Kopplungskonstante ($K_{eff; \text{LiNbO}_3; 128^\circ \text{rot}}^2 = 0,056$). Quarz hingegen besitzt zwar nur eine geringfügig höhere Kopplungskonstante ($K_{eff}^2 = 0,0011$) als GaAs, ist aber durch die Temperaturstabilität der Kristalleigenschaften ein attraktives Substrat für die industrielle Fertigung. Die Untergrenze der Frequenz wird dabei durch die Forderung eines mindestens 3λ dicken Substrates gegeben, wobei die Obergrenze für die Industrie durch die Anwendung gegeben ist. Eine „echte“ Obergrenze erreicht man bei etwa 10GHz. Diese wird durch die begrenzte Auflösung der Lithographie gegeben. Auch die Dicke der aufzubringenden Metallelektroden erreicht bei hohen Frequenzen einen kritischen Minimalbereich, so daß die Leitfähigkeit zu klein wird, um noch genug Strom zu tragen. Durch die Verwendung von Mehrfachelektrodenwandlern, sogenannten Split-2 und Split-4 Wandlern (siehe Abb. 2.17b und c), kann man noch höhere Frequenzen erreichen. Mehrfachelektrodenwandler unterdrücken zum einen Reflexionen der Oberflächenwelle innerhalb des IDT, die für die Anwendung als Filter störend sind, und zum anderen ist die Anregung von höheren Harmonischen wesentlich effektiver als bei einem Normalfingerwandler. Split-4 Wandler z.B. erlauben den Betrieb bis zur 7. Harmonischen der Grundfrequenz, während man die Strukturgrößen um $7/4$ größer machen kann, als bei einem Normalfingerwandler bei der gleichen Betriebsfrequenz. Andererseits ist aber der Wirkungsgrad solcher Mehrfachelektrodenwandler oft geringer als der von Normalfingerwandlern bei gleicher Frequenz.

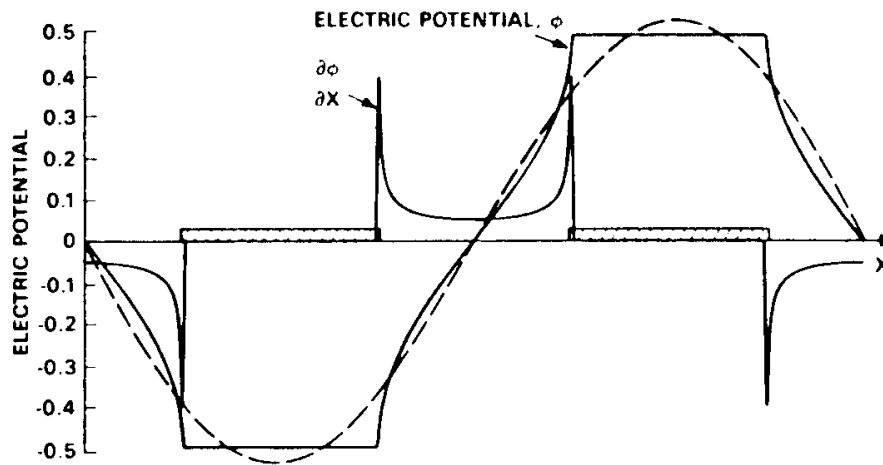


Abbildung 2.18.: Seitenansicht zweier entgegengesetzt geladener IDT-Elektroden, sowie der dadurch verursachte Potential- und Feldverlauf. Gestrichelt eingezeichnet ist eine Periode der angeregten Grundwelle, die der ersten Fourierkomponenten des Potentials entspricht [Wagers 85].

Eigenschaften und theoretisches Modell für ungewichtete Normalfingerwandler

Die ungewichteten Normalfingerwandler besitzen eine hohe Frequenzselektivität. Somit liegt der Einsatz von SAW-Bauelementen als schmalbandige Filter schon auf der Hand. Das einfachste SAW-Bauelement ist eine SAW-Verzögerungsleitung, wie sie in Abbildung 2.19 dargestellt ist. Ein Signal, das über den einen IDT eingekoppelt wird, kann um die Zeit $t = \text{Abstand der IDT} / v_s$ verzögert werden. Da die Schallgeschwindigkeiten der verwendeten Substrate typischerweise um fünf Größenordnungen kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit, lassen sich durch ein solches Bauelement elektromagnetische Signale auf einer Strecke von Millimetern so stark verzögern, wie es sonst nur durch einige hundert Meter Koaxialkabel zu realisieren wäre. Durch die hohe Frequenzselektivität der IDT, ist dieses Bauelement ein idealer Frequenzfilter. Die Effektivität der Schallwandlung ist stark frequenzabhängig und hängt im Wesentlichen von den geometrischen Parametern des IDT und den Eigenschaften der verwendeten Materialien ab. Bei den Materialparametern hat die Stärke der Piezoelektrizität, die Dichte des verwendeten Metalls und dessen Leitfähigkeit den Haupteinfluß. Es ist sofort einzusehen, daß die elektromechanische Kopplungsstärke K_{eff}^2 der wichtigste Grundparameter ist. Dieser ist in unserem Fall aber auf GaAs festgelegt und nicht veränderbar. Die Dichte des Metalls wird für höhere Frequenzen aufgrund des Massenbelags auf der Oberfläche des Substrates immer wichtiger. D.h. bei großem Massenbelag ist die Dämpfung wegen der größeren Trägheit innerhalb des IDT schon relativ stark. Andererseits darf die Leitfähigkeit des Metalls durch zu dünne Schichten nicht zu klein werden. Gerade für Frequenzen im GHz Bereich, wird die Leitfähigkeit immer wich-

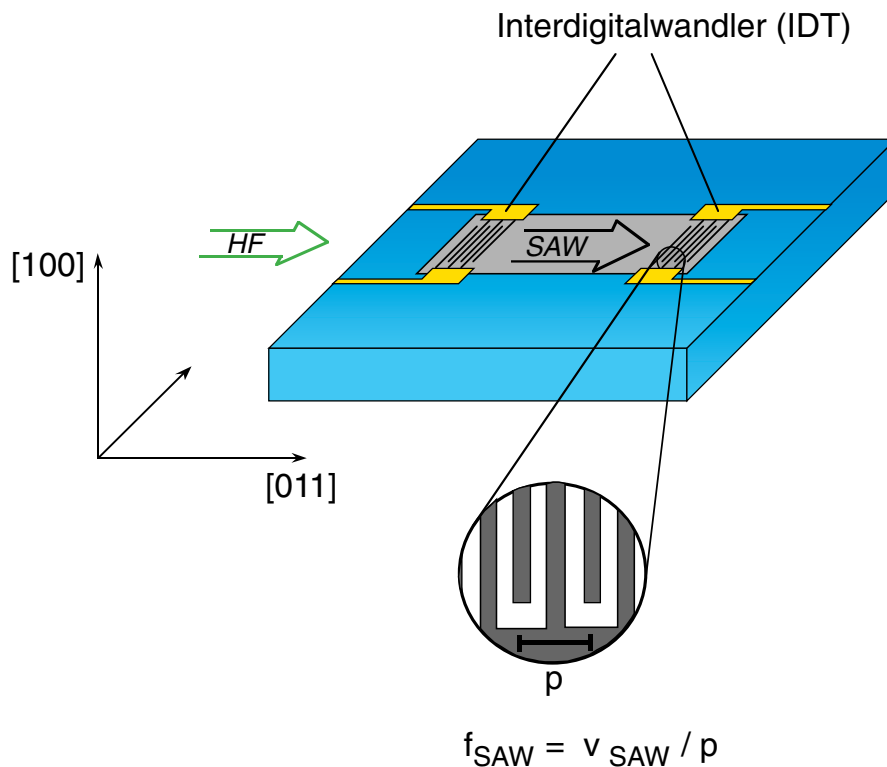


Abbildung 2.19.: Eine SAW-Verzögerungsleitung mit Send- und Detektionsschallwandler.

tiger. Für „niederfrequente“ Schallwandler bis 800MHz wurde in der Arbeitsgruppe wegen der guten Leitfähigkeit immer Gold verwendet ($\eta_{Au} = 45,5\text{m}/\Omega\text{mm}^2$). Wegen der geringen Dichte ($\rho_{Al} = 2,7\text{g}/\text{cm}^3$; zum Vgl. $\rho_{Au} = 19,29\text{g}/\text{cm}^3$) und der akzeptablen Leitfähigkeit ($\eta_{Al} = 37,0\text{m}/\Omega\text{mm}^2$), wurde in diese Arbeit Aluminium für die Herstellung der IDT gewählt, nachdem Gold und Titan in dieser Arbeit auch untersucht wurden. Bei den geometrischen Eigenschaften des IDT sind vor allem folgende Parameter entscheidend: die Anzahl der Fingerpaare, die Apertur, das Tastverhältnis¹¹ und die Dicke der Metallisierung. Diese Parameter gehen hauptsächlich in die Kapazität des IDT ein, die einen Haupteinfluß auf die Effektivität der Schallwandlung hat (siehe weiter unten). Auch für die Signal-Übertragungscharakteristik des IDT ist die Geometrie entscheidend. Die Übertragungscharakteristik ist im Wesentlichen die Fouriertransformierte des Elektrodenüberlapps. D.h. allein durch das geometrische Design der Elektrodenpaare zueinander, lassen sich industriell IDT mit maßgeschneiderten Betriebsübertragungsfunktionen für beliebige Hochfrequenzeinsatzgebiete herstellen.

¹¹Das Tastverhältnis bezeichnet wie groß das Verhältnis zwischen metallisierten und nicht metallisierten Bereichen eines IDT ist. In dieser Arbeit ist das Tastverhältnis definiert als Breite der Metallfinger zu halber Grundperiode.

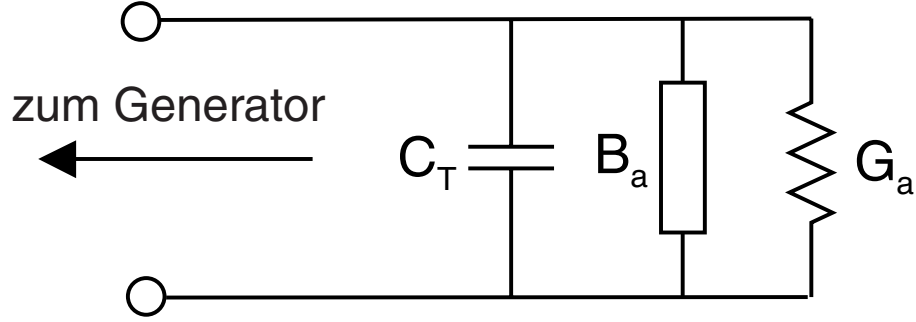


Abbildung 2.20.: Ersatzschaltbild für einen interdigitalen Schallwandler, der die Admittanz Y_{IDT} besitzt. Diese setzt sich aus dem Strahlungsleitwert G_a , dem Blindleitwert jB_a und der statischen Kapazität C_T zusammen.

Zum besseren Verständnis der Einflußnahme der geometrischen Größen auf die Effektivität der Signalübertragung soll zunächst das Betriebsverhalten der ungewichteten Normalfingerwandler kurz beschrieben werden. Die Hochfrequenzeigenschaften eines Normalfingerwandlers sind in dessen Admittanz Y_{IDT} zusammengefaßt, wie sie sich aus dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.20 zusammensetzt:

$$Y_{IDT} = G_a(f) + j[B_a(f) + 2\pi f C_T]. \quad (2.50)$$

G_a bezeichnet den Strahlungsleitwert, B_a den Blindleitwert und C_T die Kapazität eines Schallwandlers. Mit der Anzahl der Elektrodenpaare N , der effektiven Apertur W (siehe Abb. 2.17) und der Kapazität pro Länge und Elektrodenpaar C_S , berechnet sich die Kapazität des IDT zu:

$$C_T = NWC_S \quad (2.51)$$

Die Fingerpaarkapazität C_S wiederum berechnet sich nach G. Farnell [Farnell 70] oder mit der Software *PLANAR* von S. Manus [Manus 97]. Für typische Parameter auf GaAs ($\varepsilon_r = 12,9$), erhält man Kapazitäten im Bereich von $C_S = 126 - 134\text{pF/m}$ (siehe dazu auch Tab. 2.3). Ein häufig verwendetes Modell für die Berechnung der Übertragungseigenschaften eines IDT, ist das sogenannte *Impulsmodell* nach Hartmann [Hartmann 73]. Dem Modell zufolge ergibt sich der Strahlungsleitwert mit der Fouriertransformierten der Impulsantwort $h(t)$ des Schallwandlers. Die Impulsantwort ist anschaulich gesehen ein zeitliches Abbild der „Quellenstärke“. Für einen ungewichteten Normalfingerwandler ist die Impulsantwort eine Rechtecksfunktion und die Fouriertransformierte eine Sinc-Funktion. Für die Übertragungsfunktion gilt dann:

$$H(f) = \mathcal{F}(h(t)) = 2N\sqrt{K_{eff}^2 W C_S f_0} \frac{\sin f'}{f'} \\ \text{mit } f' = N\pi \left(\frac{f - f_0}{f_0} \right). \quad (2.52)$$

$$C_S^{Farnell} = (\varepsilon_r + 1)(13,00T_v^2 + 2,16T_v + 4,74) \frac{\text{pF}}{\text{m}}$$

$$C_S^{PLANAR} = (\varepsilon_r + 1)(4,80T_v^2 + 1,83T_v + 2,70) \left(2 - \frac{1}{N}\right) \frac{\text{pF}}{\text{m}}$$

Tabelle 2.3.: Statische Kapazität von ungewichteten Normalfingerwandlern auf GaAs. Zwei verschiedene Herleitungen, einmal nach G. Farnell et al. [Farnell 70] und einmal nach S. Manus [Manus 97], mit der Software *PLANAR*. Die Angaben beziehen sich auf den Kapazitätsbelag pro Fingerpaar und Länge für ein gegebenes Tastverhältnis T_v . $\varepsilon_r^{GaAs} = 12.9$.

Der Strahlungsleitwert $G_a(f)$ berechnet sich aus der Übertragungsfunktion zu:

$$\begin{aligned} G_a(f) &= 2|H(f)|^2 \\ &= 8N^2 K_{eff}^2 W C_S f_0 \left(\frac{\sin f'}{f'}\right)^2 \\ &=: G_0 \frac{\sin^2 f'}{f'^2} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Mit Hilfe der Hilberttransformation wird der Wirkleitwert $G_a(f)$ mit dem Blindleitwert $B_a(f)$ verknüpft:

$$\begin{aligned} jB_a(f) &= \mathcal{H}(G_a(f)) \\ &= j \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G_a(f')}{f' - f} df' \\ &= G_0 \frac{\sin(2f') - 2f'}{2f'^2} \end{aligned} \quad (2.54)$$

Die Admittanz des IDT ist nun vollständig bestimmt. Anzumerken ist noch, daß auf schwach piezoelektrischen Substraten, wie z.B. GaAs, der Blindleitwert $B_a(f)$ gegenüber dem Blindleitwert der Kapazität C_T oft zu vernachlässigen ist (siehe Abb. 2.21). Die für die Charakterisierung der IDT wichtige Größe, die Einfügedämpfung (IL — insertion loss), ergibt sich als Verhältnis von *tatsächlich generierter akustischer Leistung* zu *verfügbarer Leistung*. Die maximale Leistung P_{max} ist dann verfügbar, wenn das System impedanzangepaßt ist, also gleich dem Leitungswiderstand von 50Ω entspricht:

$$P_{max} = \frac{U^2}{4Z_0}. \quad (2.55)$$

Dabei ist U die Generatorspannung. Für die akustisch generierte Leistung muß aber der Strahlungsleitwert $G_a(f)$ verwendet werden und die tatsächlich am IDT anliegende

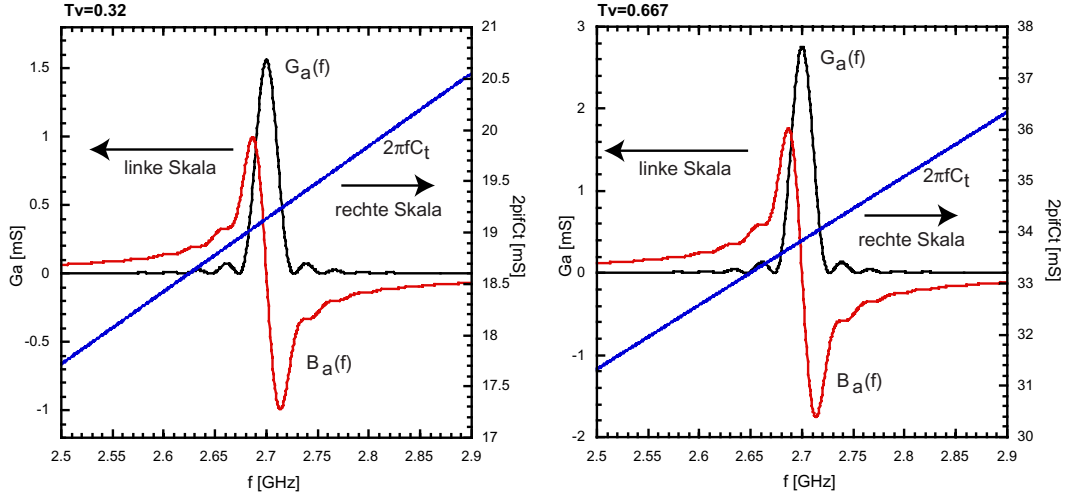


Abbildung 2.21.: Strahlungsleitwert $G_a(f)$, Blindleitwert $B_a(f)$ und kapazitiver Leitwert zweier verschiedener hochfrequenter (Resonanzfrequenz 2,7GHz) IDT als Funktion der Frequenz. Beim Vergleich der linken und rechten Skala ist schön zu sehen, daß der kapazitive Blindleitwert dominiert. Die geometrischen Daten: effektive Apertur $120\mu\text{m}$; Fingerpaarzahl 100; Tastverhältnis 0,32 (linker Graph), 0,667 (rechter Graph).

Spannung hat einen etwas kleineren Wert als U , wegen des Spannungsabfalls an dem Leitungswiderstand Z_0 :

$$P_{real} = G_a(f)U_{IDT}^2 \quad (2.56)$$

mit

$$U_{IDT} = U \frac{1}{1 + Y_{IDT}(f)Z_0}. \quad (2.57)$$

Tatsächlich wird von P_{real} aber nur die Hälfte für die Transmission zum Detektor verwendet, da der IDT bidirektional abstrahlt. In der üblichen logarithmischen Schreibweise bekommt man [Datta 86]:

$$\begin{aligned} IL(f) [\text{dB}] &= 10 \log \frac{\frac{1}{2}P_{real}}{P_{max}} \\ &= 10 \log \frac{\frac{1}{2}G_a(f)U_{IDT}^2}{\frac{U^2}{4Z_0}} \\ &= 10 \log \frac{2G_a(f)Z_0}{(1 + G_a(f)Z_0)^2 + (Z_0(2\pi fC_T + B_a(f)))^2} \end{aligned} \quad (2.58)$$

Die Einfügedämpfung, die man für die Anwendung möglichst gering halten möchte, wird hauptsächlich von der Impedanzanpassung des IDT an die angeschlossene Hoch-

frequenzquelle bestimmt, die in der Regel eine reelle Impedanz von $Z_0 = 50\Omega$ besitzt. Die Anpassung kann durch ein externes Netzwerk von Induktivitäten und Kapazitäten erfolgen, was allerdings den Nachteil besitzt, besonders schmalbandig zu sein. Dies wäre zwar kein prinzipielles Problem, da die IDT auch schmalbandig sind. Aber gerade die Frequenzselektivität der IDT und des Anpassungsnetzwerkes machen die Realisierung besonders problematisch. Bei der experimentellen Herstellung der IDT durch Elektronenstrahlolithographie und des Netzwerkes durch optische Lithographie, ist man immer gewissen Fertigungstoleranzen unterworfen. Die Fertigungstoleranzen sind zwar durch die moderne Lithographietechnik äußerst klein, können sich aber, z.B. bei einem IDT der auf 3GHz schwingt, stark auswirken. Ein Fehler von 1‰ bei der Herstellung eines IDT würde schon einen Unterschied in der Resonanzfrequenz von 3MHz bedeuten. Die Bandbreite eines Normalfingerwandlers bei 3GHz liegt in der gleichen Größenordnung, wie in Abbildung 2.22 zu sehen ist. Als noch größere Hürde gestaltet sich die Tatsache, daß die Berechnung einer Planarspule für GaAs zur Kompensation mit entsprechenden numerischen Simulationsprogrammen, wie z.B. *HPAPPCAD*, mit Ungenauigkeiten von bis zu 20% behaftet ist. Die Schmalbandigkeit einer Kompensationsschaltung macht dieses Verfahren, gerade für das experimentelle Umfeld, äußerst unpraktisch in der Handhabung.

Eine weitere Möglichkeit zur Anpassung ist die Verwendung einer $\lambda/2$ -Leitung (Balun — balanced/unbalanced) von den einen Fingerelektroden zu den anderen, anstatt die eine Seite der Elektrodenfinger auf Erdpotential zu legen. Sie beeinflußt die Impedanz des IDT nicht (siehe Abschnitt 2.3) und vermittelt den doppelten Hub der Spannungsamplitude zwischen den Wandlerfingern. Damit erreicht man, daß die Leistung besser in den Transducer eingekoppelt werden kann. Ein Gewinn von 3dB der Einfügedämpfung ist realistisch und wurde auch erreicht. Das wichtige geometrische Design der IDT und deren Optimierung wird in Kapitel 4.2 behandelt.

Zunächst soll nun kurz die Ausbreitung von SAW auf der Oberfläche eines Halbleiters besprochen werden. Die Ausbreitung von SAW hängt im großem Maße von der Beschaffenheit der Oberfläche ab. Tiefe Ätzkanten z.B., wie sie beim Strukturieren des aktiven 2DES-Systems entstehen, verursachen starke Reflexionen und Konversionen in Volumenmoden der SAW (siehe Abb. 2.23). Kanten deren Höhe nur 1/4 der Wellenlänge betragen, konvertieren schon 50% der transmittierten Welle in Volumenmoden. Andererseits darf aber unter den Fingerelektroden des IDT kein leitfähiges Elektronensystem vorhanden sein, da sonst das Hochfrequenzsignal kapazitiv kurzgeschlossen wird und die Leistung nicht in den IDT einkoppeln kann und reflektiert wird.

Dieses Problem kann man durch Verwendung sogenannter Verarmungsschallwandler umgehen [Müller 95]. Dabei werden die Elektrodenfinger als Feldeffektelektrode verwendet, um das 2DES unter den Fingern zu verarmen und somit einen kapazitiven Kurzschluß zu vermeiden. Darin liegt nun der Vorteil der in dieser Arbeit verwendeten Strukturierungsmethode des QPK durch fokussierte Ionenstrahlolithographie. Im gleichen Arbeitsschritt, bei dem der QPK definiert wird, kann die Fläche, auf die später der IDT belichtet werden soll, mit einer hohen Ionenstrahldosis komplett verarmt

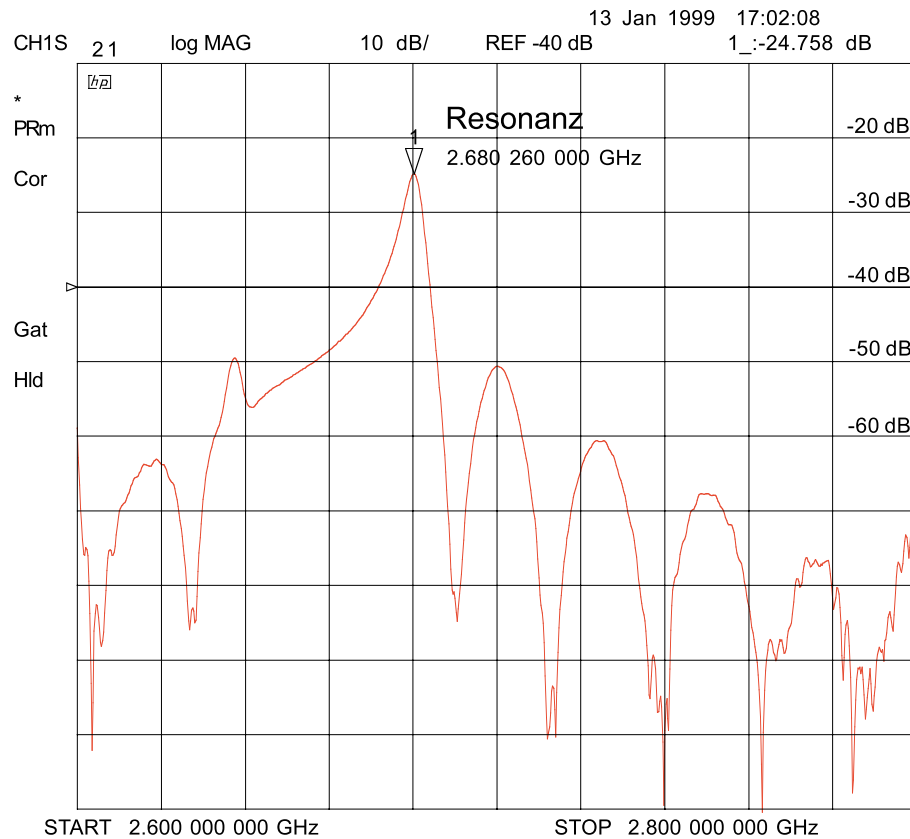


Abbildung 2.22.: Transmission eines Normalfingerwandlers bei einer Resonanzfrequenz von 2,68GHz. Die geometrischen Daten: effektive Apertur $120\mu\text{m}$; Fingerpaarzahl 100; Tastverhältnis 0,32. Dabei werden etwa 12% der elektrischen Leistung in akustische Leistung umgewandelt, das entspricht einer Einfügedämpfung pro IDT von -9,38dB. Da der IDT auf beiden Seiten eine akustische Oberflächenwelle erzeugt, wird nur die Hälfte der akustischen Leistung (3dB) für die Transmission zum Detektor verwendet. Also ist die für das Bauteil relevante Einfügedämpfung pro IDT gleich -12,38dB und insgesamt für die Transmission die gemessenen -24,76dB.

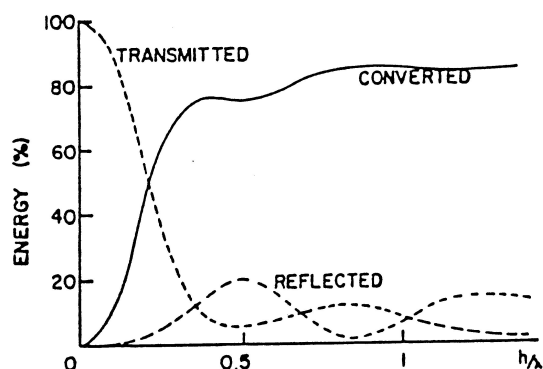


Abbildung 2.23.: Reflektierte, transmittierte und in Volumenmoden konvertierte Energie einer Rayleigh-Welle. Abhängig von der Stufenhöhe, in Einheiten von der Wellenlänge λ , ist der prozentuale Anteil der Energieverteilung auf die drei Moden dargestellt [Munasingh 72].

werden. Durch diese Methode vermeidet man Stufen und umgeht die Problematik der aufwendigen Strukturierung und des Hochfrequenzaufbaus, der bei Verarmungsschallwandlern nötig wäre.

In Kooperation mit Wolfgang Sauer vom Lehrstuhl Peisl und Martin Streibl von unserer Arbeitsgruppe an der Ludwig-Maximilians-Universität München, konnten zum Thema „Reflexion an Kanten“, Abbildungen des Wellenfeldes gewonnen werden, die in Kapitel 4.1 besprochen werden.

2.4.3. Wechselwirkung akustischer Oberflächenwellen mit einem 2DES

In den folgenden Abschnitten soll der Einfluß eines 2DES auf die Ausbreitung einer Oberflächenwelle und umgekehrt erläutert werden. Akustische Oberflächenwellen auf einer Halbleiterheterostruktur modifizieren die elektrischen und optischen Eigenschaften des Halbleiters (zu den optischen Eigenschaften siehe [Rocke 97a, Rocke 97b, Streibl 99b, Streibl 00]) auf unterschiedliche Arten. Da das Substrat piezoelektrisch ist, wird die Oberflächenwelle stets von starken lateralen und vertikalen elektrischen Feldern begleitet. In Quantentopfstrukturen können die lateralen Felder zur Feldionisation von Exzitonen, sowie zur Trennung von Elektronen und Löchern führen [Rocke 97a]. Die Felder führen auch zu einer Modulation der Bandstruktur im Halbleiter und zu einer Wechselwirkung mit dem Elektronensystem. Darüberhinaus können sich die von der SAW erzeugten Potentiale mit vorhandenen Potentialen, wie z.B. einem QPK, superponieren. Dadurch kann also die Potentiallandschaft dynamisch verändert werden. Über diese Modulation soll in dieser Arbeit das Potential eines QPK derart verändert

werden, daß propagierende QD erzeugt werden, die einzelne Elektronen von einem Elektronenreservoir zu einem anderen transportieren. Dies soll im nächsten Abschnitt 2.4.4) erläutert werden. Die Wechselwirkung mit dem 2DES, Dämpfung und Geschwindigkeitsänderung der SAW, haben auf den Mechanismus des Einzelelektronentransports einen eher geringen Einfluß, sollen aber der Vollständigkeit halber in diesem Abschnitt kurz beschrieben werden.

Nicht unerwähnt bleiben soll, daß neben der Modulation durch die piezoelektrischen Felder auch eine Modulation durch die periodische Gitterverzerrung hervorgerufen wird. Dies führt zu einer lokalen Veränderung des Brechungsindex, wodurch schaltbare optische Bragg-Gitter erzeugt werden können [Tsai 97]. Die Modulation wird dabei durch sogenannte Deformationspotentiale beschrieben. Die Deformationspotentialkopplung ist gegenüber der piezoelektrischen Kopplung für unsere Anwendung zu vernachlässigen. Auf Grund der quadratischen Abhängigkeit der Deformationspotentiale vom \vec{k} -Vektor, gewinnen diese für höhere Frequenzen zwar schnell an Bedeutung, erreichen aber auf GaAs erst ab ca. 50GHz die Größenordnung der piezoelektrischen Potentiale [Wixforth 87].

Dämpfung und Geschwindigkeitsänderung der Oberflächenwelle

Der Einfluß eines 2DES auf die Ausbreitung einer Oberflächenwelle, soll im folgenden kurz diskutiert werden. Über die dynamische Abschirmung der piezoelektrischen Felder durch die Ladungsträger des 2DES, erscheint der piezoelektrische Effekt im Kristall geringer, also der Kristall weniger steif analog zur Besprechung von SAW auf piezoelektrischen Substraten in Abschnitt 2.4.1. Dies führt nun zur Reduktion der Schallgeschwindigkeit der SAW. Die induzierten Abschirmströme entziehen der SAW Energie, falls die Ströme dissipativ sind. Die relevante Größe dafür ist die Leitfähigkeit des 2DES. Damit sind zwei Größen ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung von Oberflächenwelle und 2DES, einerseits die Änderung der Schallgeschwindigkeit und andererseits die Dämpfung der Oberflächenwelle.

Die Änderung der Ausbreitungseigenschaften von SAW auf einem piezoelektrischen Volumenhalbleiter wurden erstmals von A. Hutson et al. im Rahmen eines linearen Relaxationsmodells theoretisch beschrieben [Hutson 62]. Im Falle eines 2DES modifizieren sich die Gleichungen für die Ausbreitungseigenschaften der SAW [Ingebrigtsen 70, Adler 71, Wixforth 86], wobei eine dünne ($d \ll \lambda$) leitfähige Schicht an der Oberfläche angenommen wird. Eine ausführliche Herleitung der Gleichungen finden sich in [Wixforth 87] und [Rocke 93]. Eine weitere sehr anschauliche Herleitung findet man in [Rocke 97b]. Eine Erweiterung dieses Modells ist in [Simon 96] zu finden. Die Erweiterung betrifft die leitfähige Schicht, die sich nun in einer Tiefe t unter der Oberfläche befindet, im Gegensatz zum Modell von Efros [Efros 90], bei dem sich die leitfähige Schicht oberhalb des Substrates befindet. In dieser Arbeit sollen deswegen nur die relevanten Gleichungen für die Dämpfung und Geschwindigkeitsänderung angegeben werden.

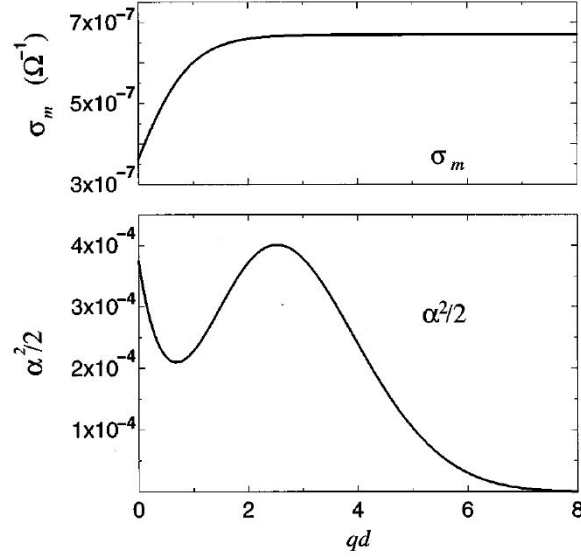


Abbildung 2.24.: Abhängigkeit von σ_m und K_{eff}^2 von der Wellenzahl $k_{SAW} = q$ und der Tiefe des 2DES $t = d$ ($\alpha^2/2 = \Delta v/v = K_{eff}^2/2$) [Simon 96].

Die Dämpfung der Welle wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\Gamma = \frac{K_{eff}^2}{2} k_{SAW} \frac{\sigma/\sigma_m}{1 + (\sigma/\sigma_m)^2} \quad (2.59)$$

Γ ist der Dämpfungskoeffizient, wobei mit $\sigma_m = \varepsilon v_s = \varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)v_s$ die kritische Leitfähigkeit bezeichnet wird. Besitzt das Elektronensystem die Leitfähigkeit σ_m , so ist die Dämpfung der Oberflächenwelle maximal. Für GaAs bei Raumtemperatur gilt $\sigma_m = 3,3 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1}$. Bei dem Modell von Simon [Simon 96] ergibt sich eine leichte Abhängigkeit von der Frequenz für σ_m und K_{eff}^2 sowie eine Abhängigkeit von der Tiefe der leitfähigen Schicht. Für σ_m gilt dann

$$\sigma_m = \varepsilon_0 \varepsilon_r v_s \frac{(\varepsilon_r + 1) e^{k_{SAW} t}}{\varepsilon_r \cosh(k_{SAW} t) + \sinh(k_{SAW} t)}. \quad (2.60)$$

Die Resultate für σ_m und K_{eff}^2 sind in Abbildung 2.24 in Abhängigkeit der Wellenzahl k_{SAW} und der Tiefe des Elektronensystems t dargestellt. Mit der Struktur aus Tabelle A.1 (Tiefe 2DES 117,4nm; $v_s = 2917,8$ m/s; $\varepsilon_r = 12,5$; $\lambda = 1\mu$ m) ergibt sich bei Raumtemperatur für $\sigma_m = 5,4 \cdot 10^{-7}$.

Für die Geschwindigkeitsänderung der SAW durch die Wechselwirkung mit einem 2DES ergibt sich

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{K_{eff}^2}{2} \frac{1}{1 + (\sigma/\sigma_m)^2}. \quad (2.61)$$

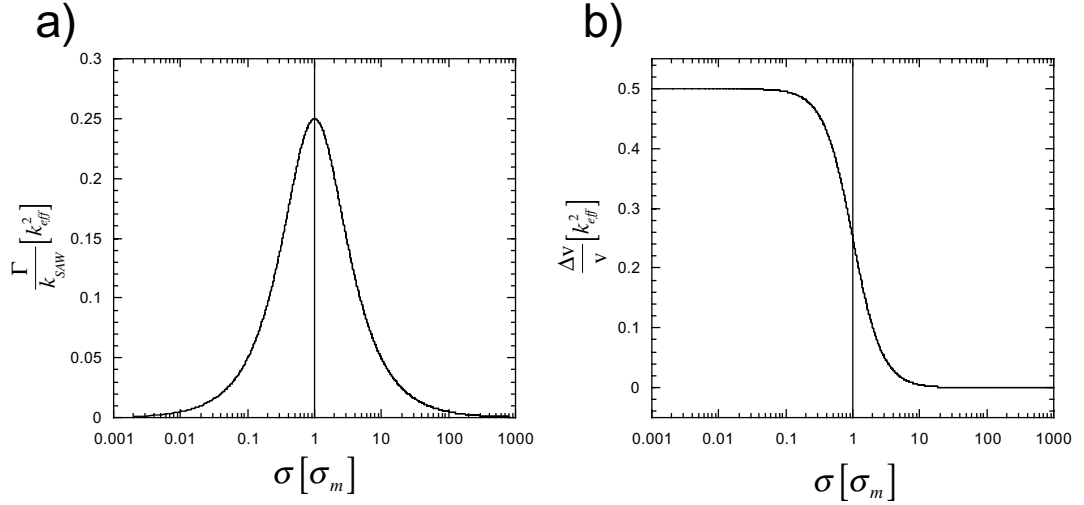


Abbildung 2.25.: Relative Dämpfung (a) und Geschwindigkeitsänderung (b) einer akustischen Oberflächenwelle in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des 2DES in Einheiten von σ_m .

Betrachtet man die Gleichungen 2.47 und 2.61 so erkennt man, daß die Definition von K_{eff}^2 aus Gleichung 2.61 durch Betrachten der beiden Grenzfälle einer freien Oberfläche ($\sigma \rightarrow 0$) und einer metallisierten Oberfläche ($\sigma \rightarrow \infty$) hervorgeht. Dabei ist dann Δv der Geschwindigkeitsunterschied von einer freien und metallisierten Oberfläche. Die Dämpfung und der Geschwindigkeitsunterschied sind in Abbildung 2.25 in Einheiten von σ_m halblogarithmisch dargestellt.

Über die Bestimmung der Dämpfung und der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer akustischen Oberflächenwelle ist es also möglich, äußerst empfindliche Messungen der dynamischen Leitfähigkeit eines Elektronensystems durchzuführen. In starken Magnetfeldern ist die in den beiden Gleichungen 2.59 und 2.61 verwendete Flächenleitfähigkeit σ durch die Diagonalkomponente σ_{xx} zu ersetzen. Dies ist legitim, da die Wellenfrontbreite sehr viel größer als die Wellenlänge der SAW ist. Dadurch fließen die Abschirmströme nur parallel zur Ausbreitungsrichtung (parallel zum longitudinalen piezoelektrischen Feld), während σ_{xy} nicht zur Abschirmung beiträgt. D.h. man beobachtet im Quanten-Hall-Regime bei den Minima der Diagonalkomponente σ_{xx} des Magnetoleitfähigkeitstensors (Shubnikov-de-Haas-Oszillationen) eine Korrelation zu der Dämpfung bzw. Geschwindigkeitsänderung der transmittierten Oberflächenwelle. Dabei erhält man im Gegensatz zu Transportexperimenten, bei denen Randzustände dominieren, eine Messung der Leitfähigkeit, die über den gesamten Bereich des 2DES — auf Breite der Apertur der verwendeten IDT — integriert wird. Weiterhin ist ein Vorteil der Methode, daß man keine Kontakte und im einfachsten Fall keine Strukturierung außer der IDT benötigt.

Solche Transmissionsmessungen haben eine besondere Bedeutung im Bereich des Quanten-Hall-Effektes [Wixforth 86, Wixforth 87, Rocke 94] und des fraktionellen Quanten-Hall-Effektes erreicht [Willett 90, Paalanen 92, Willett 93]. Mit dieser Untersuchungsmethode konnte erstmals die Existenz der Quasi-Teilchen *Composite Fermions* beim Füllfaktor $\nu = 1/2$ experimentell nachgewiesen werden [Willett 93]. Der Nachweis gelang durch Messung von Kommensurabilitätsoszillationen der Composite Fermions mit der SAW induzierten Feldmodulation. Einen schönen Überblicksartikel über dieses Thema findet man bei [Willett 97].

Akustoelektrischer Effekt

Das kohärente Phononenfeld einer akustischen Oberflächenwelle kann auf bewegliche Ladungsträger Energie und Impuls übertragen. Dadurch kann eine Ladungsakkumulation erreicht und somit eine Spannung abgegriffen werden. Eine solche Wechselwirkung wird als „akustoelektrischer Effekt“ bezeichnet. Parmenter sagte einen solchen Impulsübertrag für den Halbleiter Germanium erstmals voraus [Parmenter 53]. Dies wurde experimentell von Weinreich und White als akustoelektrische Spannung nachgewiesen [Weinreich 57a].

Mit dem relativen Dämpfungskoeffizienten pro Länge Γ schreibt sich die Intensität der Schallwelle in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung nach einem einfachen Absorptionsgesetz

$$I = I_0 e^{-\Gamma x} \quad (2.62)$$

Auf das Elektronensystem wird eine Impulsdichte pro Zeiteinheit (Phonondruck — \vec{Q}) in Richtung der Wellenausbreitung übertragen. Mit der Schallgeschwindigkeit v ergibt sich:

$$\vec{Q} = \frac{I\Gamma}{v} \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} = \frac{I\Gamma}{v} \hat{k} \quad (2.63)$$

Mit der Volumenladungsträgerdichte n_{3D} , ergibt sich für die Kraft auf ein Elektron:

$$\vec{F} = \frac{\vec{Q}}{n_{3D}} = \frac{I\Gamma}{vn_{3D}} \hat{k} \quad (2.64)$$

Befindet sich das System nicht in einem geschlossenen elektrischen Kreis, so baut sich für den Gleichgewichtsfall ein elektrisches Feld auf, daß dem Phonondruck auf die Elektronen entgegenwirkt:

$$\vec{E} = \frac{-\vec{F}}{-e} = \frac{I\Gamma}{ven_{3D}} \hat{k} \quad (2.65)$$

Man setzt dieses elektrische Feld — mit negativen Vorzeichen —, gleich dem Feld, daß den Stromfluß hervorrufen würde. Dieser Zusammenhang nennt sich Weinreich-Relation [Weinreich 57b]. Damit läßt sich das Ohmsche Gesetz wie folgt schreiben:

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} = -\sigma \frac{I\Gamma}{ven_{3D}} \hat{k} = -\frac{\sigma}{en_{3D}} \vec{Q} \quad (2.66)$$

Führt man den akustoelektrischen Tensor $\Lambda = \sigma/en_{3D}$ ein und verwendet die Volumenleitfähigkeit $\sigma = en_{3D}\mu$, so läßt sich der Zusammenhang von Stromdichte und Phononendruck als Ohmsches Gesetz schreiben:

$$\vec{j} = \Lambda \vec{Q} \quad (2.67)$$

Dieser Zusammenhang ist, wie das Ohmsche Gesetz selbst, im allgemeinen von tensorieller Natur. Berücksichtigt man dies, so bekommt man im zweidimensionalen Fall für die beiden Komponenten E_x und E_y des elektrischen Feldes das folgende Resultat:

$$E_x = \frac{Q}{en_{2D}} \quad (2.68)$$

$$E_y = 0 \quad (2.69)$$

Dieses Ergebnis entspricht der Weinreich-Relation aus Gleichung 2.65.

Im Bereich kleiner Magnetfelder sind die Beziehungen gültig und stimmen mit experimentellen Befunden überein. Für Magnetfelder, bei denen die Quantenoszillationen des Leitfähigkeitstensors auftreten (siehe Kapitel 2.1.2), ist zum einen $E_y \neq 0$ und zum anderen treten im elektrischen Feld charakteristische Oszillationen in Abhängigkeit des Magnetfeldes auf, die durch das Weinreich-Modell nicht erklärt werden können. Dazu wird dieses Modell störungstheoretisch erweitert [Falko 92, Winkler 93], indem eine Nichtlinearität über eine kleine Modulation des Leitfähigkeitstensors eingeführt wird. Hier soll nur das Ergebnis dieser Rechnung angegeben werden. Für die elektrischen Felder erhält man unter Berücksichtigung der tensoriellen Leitfähigkeit [Esslinger 92, Winkler 93]:

$$E_x = \frac{I\Gamma}{ven_{2D}}\nu \left(\rho_{xy} \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial \nu} + \rho_{xx} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial \nu} \right) \quad (2.70)$$

$$E_y = \frac{I\Gamma}{ven_{2D}}\nu \left(\rho_{yx} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial \nu} + \rho_{yy} \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial \nu} \right) \quad (2.71)$$

Wobei $\nu = n_{2D}h/eB$ der Füllfaktor, also die Anzahl der besetzten Landauniveaus (siehe Kapitel 2.1.2) für eine bestimmte Ladungsträgerdichte ist. Esslinger et al. [Esslinger 94] fanden für ein 2DES auf GaAs eine hervorragende Übereinstimmung dieser Theorie mit dem Experiment.

2.4.4. Akustische Oberflächenwellen und Quantenpunktkontakte

Im nun folgenden Abschnitt soll schließlich die Wechselwirkung einer SAW mit einem Quantenpunktkontakt besprochen werden. Bis zu den ersten Experimenten von Shilton et al. [Shilton 96a, Shilton 96b] gab es keine theoretischen Modelle für den Einfluß einer akustischen Oberflächenwelle auf eine mesoskopische Struktur, wie einen Quantenpunktkontakt. Mit den ersten Messungen wurde dies zu einem aktuellen Gebiet,

zu dem in letzter Zeit mehrere Veröffentlichungen publiziert wurden. Im folgenden soll nun kurz auf die zu beobachtenden experimentellen Ergebnisse und die aktuellen theoretischen Erklärungen eingegangen werden.

In einer QPK-Struktur wäre zu erwarten, daß ein auftretender akustoelektrischer Strom (*ac* — acoustoelectric current) in der Probe durch die Leitwertquantisierung eines QPK (siehe Abschnitt 2.2) dasselbe Verhalten zeigt, wie ein QPK in einer „normalen“ Transportmessung. Die Experimente [Shilton 96a] zeigen für den *ac* aber ein völlig anderes Verhalten: Man beobachtet große Oszillationen des *ac* in Abhängigkeit der negativen Feldeffektspannung, mit der die Breite des QPK kontrolliert wird. Man beobachtet, daß der *ac* dabei sogar umgepolt wird, d.h. der Strom fließt einmal mit dem Wellenvektor \vec{k} der SAW und einmal entgegen dem Wellenvektor. Der *ac* hat also eine starke Abhängigkeit vom Fermi-niveau des QPK. Die Oszillationen sind derart, daß die Minima mit den DC-Leitwertplateaus und die Maxima mit den Bereich zwischen den quantisierten Leitwerten korrespondieren. Eine weitere überraschende Beobachtung, ist das Verhalten des *ac*, wenn das letzte Subband des QPK entvölkert ist. Bei hohen Leistungen der angeregten SAW und einem abgeschnürten QPK, zeigt sich ein quantisierter *ac*. Die Quantisierungen entsprechen dem folgenden Zusammenhang,

$$\Delta I = nef \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.72)$$

mit e der Elementarladung und f der Frequenz der angeregten SAW (siehe Abb. 1.6).

Die Oszillationen können verstanden werden, wenn man annimmt, daß die vorrangige Wechselwirkung der SAW mit den Elektronen nur innerhalb des QPK-Kanal stattfindet. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da das piezoelektrische Feld der SAW im Bereich des 2DES, wegen dessen hoher Leitfähigkeit, weitestgehend abgeschirmt wird. Im QPK-Kanal dagegen wird die Abschirmung stark unterdrückt, wenn die Breite des Kanals nicht viel größer als der Bohrradius $a_B = 4\pi\epsilon\hbar^2/m^*e^2$ ist [Bø 97]. Gurevich et al. [Gurevich 96] entwickelten zuerst eine quantentheoretische Beschreibung für einen perfekten gleichförmigen Kanal. Der Ausgangspunkt dafür ist die Energie- und Quasiimpulserhaltung im QPK, mit der Annahme, daß die Wechselwirkung von Ultraschall und Elektronen über eine direkte Absorption und Emission von Phononen im QPK erfolgt:

$$\epsilon_n(p) + \hbar\omega_{Phonon} = \epsilon_n(p + \hbar k_{Phonon}) \quad (2.73)$$

Dabei ist $\epsilon_n(p) = \epsilon_n(0) + p^2/2m^*$ die Energie eines Elektrons in einem 1D Subband (n) des QPK. p bezeichnet die x-Komponente des Elektron-Quasiimpulses, während $\omega = v_s k_{Phonon}$ die Frequenz der Phononen ist. Damit ergibt sich

$$p = m^*v_s - \frac{\hbar k}{2} \quad (2.74)$$

oder

$$p + \hbar k = m^*v_s + \frac{\hbar k}{2}. \quad (2.75)$$

D.h. der Vorgang der Phononenabsorption bringt einen Übertrag des Quasiimpulses der Phononen auf die Elektronen mit sich. Dies wiederum führt zu einem *ac*. Aus dieser Gleichung ergibt sich ein Wert für die beteiligten Elektronen. An diesem Vorgang partizipieren indes nur Elektronen, deren Grundzustand entweder in der thermischen Verbreiterung in der Nähe der Fermikante (wenn $\hbar\omega_{\text{Phonon}} \ll k_B T$), oder innerhalb des Bereichs der Breite $\hbar\omega_{\text{Phonon}}$ zwischen $\mu_n - \hbar\omega_{\text{Phonon}}$ und μ_n liegen¹² (wenn $\hbar\omega_{\text{Phonon}} \gg k_B T$). Wird nun durch die Variation der Feldeffektspannung ein Elektronengrundzustand $p = m^*v_s - \hbar k/2$ aus diesem Bereich gebracht, so nimmt der akustoelektrische Strom ab. Bei weiterer Veränderung der Feldeffektspannung kommt ein Elektronengrundzustand eines anderen Subbands n' in den Energiebereich zwischen $\mu_{n'} - \hbar\omega_{\text{Phonon}}$ und $\mu_{n'}$, so daß der *ac* wieder ansteigt.

Allerdings ergibt sich auf Grund der ballistischen Natur des Transportes und der Stromerhaltung in Verbindung mit der Ladungserhaltung bei der Elektronen-Phononen Wechselwirkung eine Abschneidefrequenz¹³

$$\omega_g = \frac{2m^*v_s^2}{\hbar}, \quad (2.76)$$

unterhalb derer, aufgrund der Impulserhaltung, Rückstreuung nicht erlaubt ist. Daraus folgt nach diesem Modell, daß unterhalb von ω_g kein *ac* auftreten kann. Andererseits werden in den Experimenten [Shilton 96a] die Oszillationen auch unterhalb dieser Grenzfrequenz beobachtet. Man erklärt sich diese Tatsache mit zwei physikalischen Vorgängen, die insbesondere in einem realen und nicht in einem idealisierten QPK-Kanal auftreten.

1. Die Streuung von Elektronen an kurzreichweitigen, zufällig verteilten Störpotentials. Dies führt zu einer „Aufweichung“ der Impulserhaltung, was zu einem *ac* unterhalb von ω_g führt, ohne die Erhaltungssätze zu verletzen. Die Störpotentials beeinflussen darüberhinaus auch die Größe und die Form der Oszillationen [Bø 97].
2. Akustisch getriebene Übergänge am „Eingang“ des QPK-Kanals zwischen einlaufenden und reflektierenden Zuständen [Maaø97]. Durch diese akustisch induzierten Übergänge ergibt sich eine Verringerung bzw. Vergrößerung der Transmissionswahrscheinlichkeit für die Elektronen (im wesentlichen wird dies durch eine verallgemeinerte Landauer-Büttiker Formel beschrieben). Durch die Abhängigkeit dieser Übergänge vom Fermilevel, ergibt sich eine weitere Beschreibung für das Auftreten der Oszillationen, die sogar zu einem negativen *ac* führen können. Dies führt also quasi zu einem netto Richtungswechsel des *ac*, wie er auch im Experiment beobachtet wird. Darüberhinaus erklärt dieses Modell das Auftreten eines *ac* unterhalb der Grenzfrequenz ω_g .

¹² $\mu_n = \mu - \epsilon_n(0)$.

¹³Für GaAs ergibt sich $f_g = 1,53\text{GHz}$.

Einen weiteren Beitrag zur Wechselwirkung einer SAW mit Elektronen in einem QPK liefert der sogenannte akustische Leitwert G_{ac} [Totland 97]. Der Strom durch einen QPK, der einer SAW mit kleiner Intensität und einer kleinen DC-Vorwärtsspannung ausgesetzt ist, setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

$$I = I_{ac} + GU \quad (2.77)$$

Dabei ist I_{ac} der akustoelektrische Strom bei $U = 0V$, während G den gesamten Leitwert des QPK bezeichnet. G berechnet sich aus der Summe von G_0 (dem QPK-Leitwert, siehe Abschnitt 2.2) und G_{ac} . Der akustische Leitwert stellt hier eine Korrektur des „normalen“ QPK-Leitwertes dar, welche durch die SAW hervorgerufen wird. Totland et al. berechnet diesen akustischen Leitwert für einen langen QPK-Kanal [Totland 97]. „Lang“ bedeutet hier, daß der QPK-Kanal wesentlich länger als die SAW-Wellenlänge ist. Als Ergebnis erhält man nur Beiträge des G_{ac} , wenn die Fermienergie im Bereich der Subbandenergie ϵ_n ist, dies entspricht Feldeffektspannungen, die in der Nähe der Leitwertplateaus des QPK-Kennlinie liegen. Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß bei allen diesen Modellen nur Elektronen zum ac beitragen, deren Energie nahe an der Fermienergie liegt.

Eine wesentlich interessantere Beobachtung ist aber die oben angesprochene Quantisierung des ac in Abständen von $I = ef$, wenn der QPK im Abschnürbereich ist und hohe Leistungen der SAW verwendet werden. Es ist also offensichtlich, daß eine feste Anzahl von Elektronen als Pakete von einem Reservoir zum anderen transportiert werden. Durch das kombinierte Potential der Feldeffektelektrode und dem SAW induzierten Potential, bilden sich lokal Quantenpunkte (QD — Quantum Dots) aus. Diese QD bewegen sich mit der Schallgeschwindigkeit entlang des QPK-Kanals und können je nach Ladungszustand eine feste Anzahl von Elektronen durch den QPK transportieren. Auf Grund der Einschlußenergie des QD bestimmt sich das Elektronenspektrum im QD hauptsächlich durch die Elektron-Elektron Wechselwirkung. D.h. für die Besetzung des QD ist die Coulombblockade von ausschlaggebender Bedeutung. In Abbildung 2.26 ist der schematische Potentialverlauf im QPK-Kanal skizziert (die x -Richtung ist entlang des QPK-Kanals). Die Abbildung illustriert den Ladezustand des QD mit einem einzelnen Elektron, was einem Strom von $I = ef$ entsprechen würde. In den Referenzen [Gumbs 98] und [Aïzin 98] werden zu dem Potentialverlauf in dem QPK-Kanal Berechnungen angestellt, die einerseits die Abschirmung durch ein metallisches „Split-Gate“ sowie andererseits keine Abschirmung einer metallischen Feldeffektelektrode berücksichtigen. Der Fall ohne Abschirmung betrifft die Anordnung, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, die Realisierung des QPK durch eine laterale Feldeffektelektrode. Die Abschirmung reduziert die Potentialamplitude in der Nähe der Feldeffektelektroden in einem großen Maße, hat aber nur einen kleinen Einfluß auf die Form des Potentialverlaufs, so daß der qualitative Potentialverlauf, wie er in Abbildung 2.26 skizziert ist für beide Fälle zutrifft.

Wann kann nun die erwähnte Quantisierung eintreten? Die Quantisierung verschwindet dann, wenn das Elektron aus dem QD in das 2DES tunneln kann. So-

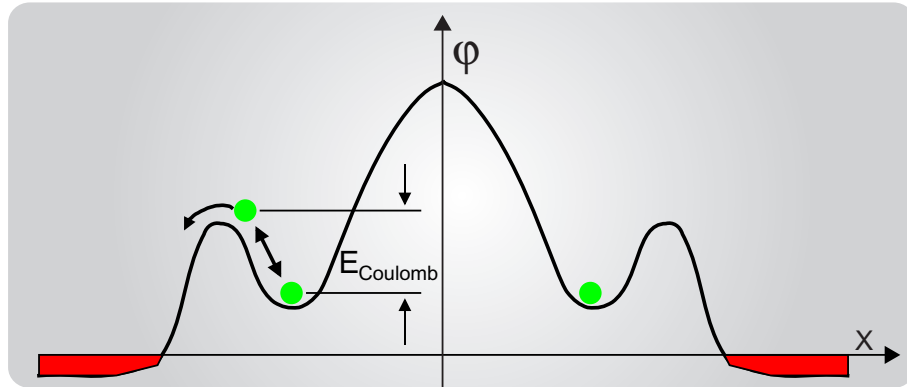


Abbildung 2.26.: QPK-Potential mit aktiver SAW. Die dunklen Bereiche links und rechts bezeichnen die Elektronenreservoirs mit deren Fermienergie. Das elektrostatische Potential ist schematisch durch eine Linie dargestellt. Die beiden Mulden links und rechts sollen zwei Quantenpunkte darstellen, die mit einem Elektron besetzt sind. Das zweite Elektron in der Nähe der linken Mulde soll den Mechanismus der Coulombblockade illustrieren.

mit entscheidet die Elektronentunnelwahrscheinlichkeit P_T durch die SAW induzierte QD-Barriere für das Auftreten einer Quantisierung. Es zeigt sich daß die Tunnelwahrscheinlichkeit von dem Verhältnis der SAW Potentialamplitude zu der Höhe des elektrostatischen Potentials der Feldeffektelektroden abhängt. Hierzu soll der Dimensionslose Parameter $\beta = 8\pi p_{14} m^* l_0^2 A_{SAW} / \epsilon \hbar^2$ [Aizin 98] (p_{14} ist die entsprechende Komponente des piezoelektrischen Tensors — siehe Tab. 2.2; l_0 ist die effektive Breite des QPK-Kanals; A_{SAW} ist die Amplitude der SAW) eingeführt werden, der dem genannten Verhältnis entspricht. β wird also bei negativer werdender Feldeffektspannungen kleiner und erhöht sich bei größer werdender SAW Leistung. Der Strom durch den QPK ergibt sich dann zu

$$I = [1 - P_T(\beta)]ef. \quad (2.78)$$

In Abbildung 2.27 ist die Antitunnelwahrscheinlichkeit $(1 - P_T)$ gegen β aufgetragen. Die Berechnung zeigt, daß ab etwa einem Verhältnis von 0,5 der beiden Potentialamplituden der quantisierte Strom auftritt. Für eine weitere Erhöhung von β zeigt eine Berechnung von Gumbs et al. [Gumbs 99] unter Einbeziehung der Coulombblockade, daß bei etwa einem Wert von 1,5 für β die Tunnelwahrscheinlichkeit in das 2DES für das zweite Elektron im QD so klein ist, daß die nächste Quantisierungsstufe für den Strom $I = 2ef$ auftritt (siehe dazu Abb. 2.28).

Die Genauigkeit der Quantisierung hängt von vielen Faktoren ab, die bis jetzt noch nicht quantitativ erfaßt werden können. Zum einen ist sicherlich die Temperatur ein Faktor für die „Flachheit“ der Plateaus, andererseits auch Streuung an Störpotentialen und nicht stationäre Prozesse beim „Einfangen“ der Elektronen in den QD und

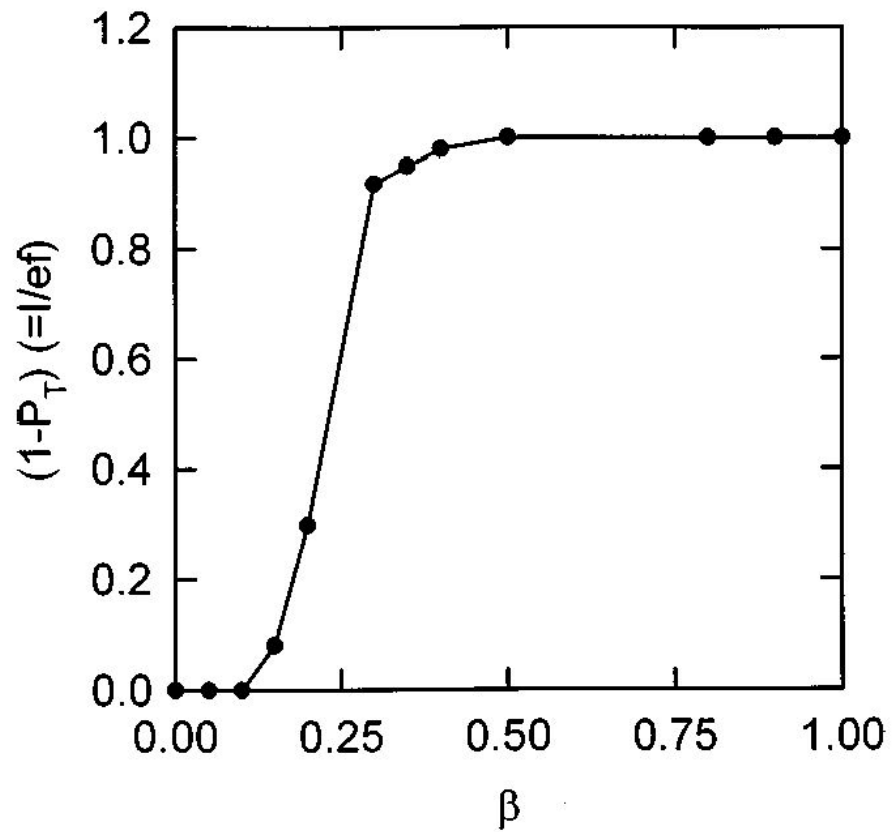


Abbildung 2.27.: Abhängigkeit der Antitunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons aus einem SAW induzierten Quantenpunkt in das 2DES Reservoir. Die Antitunnelwahrscheinlichkeit $(1 - P_T)$ ist in Abhängigkeit von β aufgetragen. Ab $\beta \approx 0,5$ beträgt der Strom ef [Aizin 98].

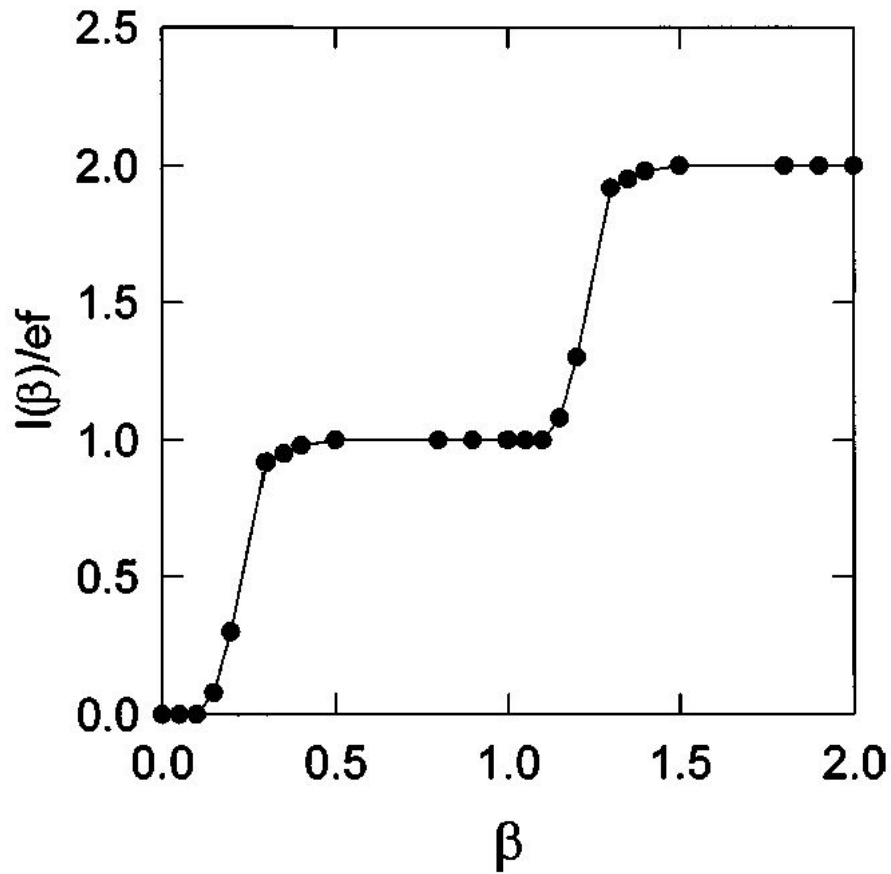


Abbildung 2.28.: Abhängigkeit der Antitunnelwahrscheinlichkeit des zweiten Elektrons aus einem SAW induzierten Quantenpunkt in das 2DES Reservoir. Die Antitunnelwahrscheinlichkeit $(1 - P_T)$ ist in Abhängigkeit von β aufgetragen. Ab $\beta \approx 1,5$ beträgt der Strom $2ef$ [Gumbs 99].

beim Transfer durch den QPK. Interessant im Hinblick auf ein Bauteil für einen potentiellen Stromstandard ist das Verhalten der Genauigkeit sowie der Quantisierung bei Erhöhung der Frequenz der SAW. Zum einen existiert eine maximale Frequenz, bei der der Vorgang der oben beschriebenen Quantisierung noch funktioniert. Diese maximale Frequenz hängt von dem Zeitverhalten der Barriere zwischen QD und 2DES ab. Zum anderen sollten aber der negative Einfluß von Störpotentialen bei zunehmenden Frequenzen abnehmen [Talyanskii 97], da das effektive SAW Potential proportional zu f^2 ist, während die Störpotentiale offensichtlich unabhängig von der SAW-Frequenz sind. Zusammengefaßt läßt sich erwarten, daß für höhere Frequenzen der relative Fehler kleiner wird, bis zu einer noch zu ermittelnden Grenzfrequenz. D.h. hinsichtlich einer Bauelemententwicklung sollte die nötige Frequenzerhöhung ein Vorteil für die Robustheit des Verfahrens sein.

3. Präparationstechniken und experimentelle Methoden

Das folgende Kapitel soll den experimentellen Ansatz zur Realisierung von Einzelelektronentransport durch einen Quantenpunktkontakt (QPK) näher erläutern. Darüberhinaus soll auf die verschiedenen Präparationstechniken sowie auf Methoden der Charakterisierung von interdigitalen Schallwandlern (IDT) näher eingegangen werden.

Wie in Kapitel 2.2.2 schon erwähnt soll in dieser Arbeit ein QPK, der mit fokussierter Ionenstrahlolithographie (FIB) definiert wird, zum Einsatz kommen. Durch die Verwendung einer FIB-Struktur und eines lateral definierten QPK verspricht man sich zwei Vorteile gegenüber einem herkömmlich strukturierten „Split-Gate“ QPK:

1. Durch Benutzung der FIB-Technik, kann gleichzeitig das zweidimensionale Elektronensystem (2DES), an dem später die IDT strukturiert werden, verarmt werden. Dadurch läßt sich ein kapazitiver Kurzschluß des Hochfrequenzsignals zum 2DES ohne Verwendung von Verarmungstransducern oder Ätzkanten (siehe Kapitel 2.4.2 und 4.1) vermeiden.
2. Durch die großen RC-Zeiten eines lateral definierten QPK [Wieck 90], verspricht man sich ein geringeres elektro-magnetisches Übersprechen des Hochfrequenzsignals vom IDT auf die lateralen Feldeffektelektroden im 2DES als auf die an der Oberfläche aufgebrachten Feldeffektelektroden eines herkömmlichen „Split-Gate“ QPK.

Dem gegenüber steht der Nachteil, daß man durch dieses Verfahren unkontrolliert Störstellen in den Kanal des QPK einbringen kann. Dieses Problem sollte sich aber durch Verwendung entsprechend breiter geometrischer Kanalweiten der Ionenstrahlbarriere verhindern lassen. Im Laufe der Untersuchungen an den Proben, die uns zur Verfügung standen, stellte sich heraus, daß sich bei den verwendeten Kanalweiten Veränderungen bei jedem Abkühlzyklus noch nicht vermeiden ließen (siehe Kapitel 4.3). Andererseits zeigen die Experimente an „Split-Gates“ [Shilton 96b], daß die Stromquantisierung sehr robust gegen Störstellenpotentiale ist. Unseren Experimenten nach gilt dies aber nur für kleine oder für wenige Störpotentiale innerhalb des Kanals.

Die zu lösenden experimentellen Aufgabenstellungen können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Für die hohen Frequenzen von 3GHz bis 7GHz, benötigt man für die IDT Strukturgrößen, die von 250nm bis unter 100nm reichen. Diese kleinsten Strukturgrößen müssen auf einer Fläche von $100\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ ohne Kurzschluß zwischen den Fingerpaaren realisiert werden. Die Fläche ist durch die Apertur des IDT und der aus hochfrequenztechnischen Gründen hohen Anzahl von 100 Fingerpaaren gegeben (siehe 4.2).
- Durch die Kooperation mit Prof. Dr. A. Wieck, P. Schafmeister und D. Reuter, die uns das Probenmaterial (der Aufbau des Probenmaterials, welches durch MBE hergestellt wurde, ist der Tabelle A.1 im Anhang zu entnehmen) und die Strukturierung durch FIB zur Verfügung stellten, ergaben sich besondere Anforderungen an die Flexibilität der Maskenstrukturen für die optische Lithographie. Die FIB-Technik liefert zwar Auflösungen von unter $1\mu\text{m}$, aber in den Randbereichen des Schreibfeldes wird die Ablenkung des Ionenstrahls stark nichtlinear, so daß die vorgegebenen Strukturen immer geometrische Abweichungen von über $10\mu\text{m}$ aufweisen.
- Ein wesentlicher Teil für die Vorbereitung der Experimente entfiel auf die hochfrequenztechnische Optimierung der IDT für Resonanzfrequenzen von etwa 3GHz (siehe Kapitel 4.2). Für Testzwecke wurde der Frequenzbereich auf 7GHz erweitert.

Im folgenden sollen die verwendeten Präparationstechniken für die Probenherstellung kurz erläutert werden, worauf ein Abschnitt über die experimentellen Untersuchungsmethoden folgen soll.

3.1. Probenpräparation

3.1.1. Optische Kontaktlithographie

Die Strukturierung des aktiven Elektronensystems (Mesa) und der ohmschen Kontakte zum 2DES erfolgte durch optische Kontaktlithographie. Dazu stand ein Belichtungsgerät „MJB3“ der Firma Karl-Suss zur Verfügung, mit dem Strukturgrößen bis $1\mu\text{m}$ definiert werden können. Nachdem auf die Probe ein UV-empfindlicher Photolack aufgebracht wird, erfolgt eine Belichtung des Lacks durch eine chrombeschichtete Schattenmaske. Nach der Entwicklung des Photolacks, sind die belichteten Stellen des Substrates frei von Photolack. Im Anschluß folgt jetzt die Beschichtung. Die dazu verwendete Methode ist der Abhebeprozess (Lift-Off), bei dem die Probe mit dem fertig belichteten und entwickelten Photolack in einem Bedampfungsprozess mit

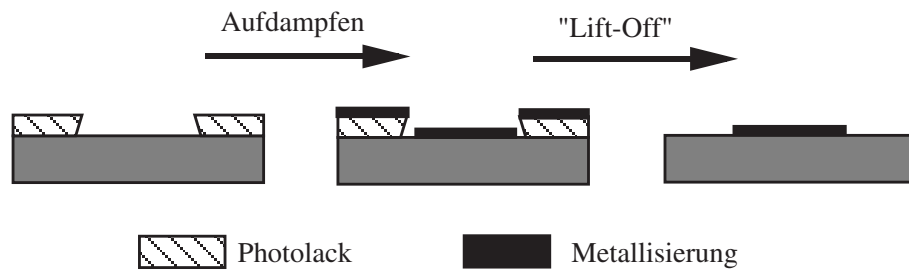


Abbildung 3.1.: Der Abhebeprozess (Lift-Off) für die Mikro- und Nanostrukturierung. Dies ist das Standardverfahren um strukturierte dünne Schichten auf ein Substratmaterial aufzubringen. Es wird sowohl für die optische Kontaktlithographie als auch für die Elektronenstrahlolithographie verwendet.

dem gewünschten Material beschichtet wird. Nach der Beschichtung wird der restliche Photolack mit der darauf liegenden Bedampfungsschicht mit einem Lösungsmittel entfernt, so daß nur noch die direkt auf dem Substrat liegenden Schichten zurückbleiben. Der Abhebeprozess ist in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Diese Methode wird für die optische Kontaktlithographie sowie für die Elektronenstrahlolithographie zur Strukturierung verwendet. Die Parameter und die Vorgehensweise für die optische Kontaktlithographie findet man in Tabelle B.1 im Anhang. Die Parameter, die für das Ätzen der Heterostruktur verwendet wurden, sind in Tabelle B.3 zusammengefaßt.

3.1.2. Elektronenstrahlolithographie

Für die Herstellung der Masken sowie für die interdigitalen Normalfingerwandler wurde die Elektronenstrahlolithographie verwendet. Für die Strukturierung der IDT benötigt man dieses Verfahren, da die uns zur Verfügung stehende optische Kontaktlithographie nur eine Auflösung von $1\mu\text{m}$ besitzt. Für die Elektronenstrahlolithographie standen zwei verschiedene Lithographiesysteme bereit. Das ältere *JEOL 6400* System und das neuere *LEO-FE* System. Das *JEOL* System erreicht in der Strukturierung Auflösungen von 60 bis 80nm, wo hingegen das *LEO-FE* System Auflösungen von 10nm erreicht. Dafür ist das *JEOL* System für größere Schreibfelder, wie sie beim „Schreiben“ von Masken nötig sind, besser geeignet als das *LEO-FE* System.

Die Elektronenstrahlolithographie funktioniert mit einem elektronenempfindlichen Lack, der durch die externe Steuerung des Elektronenstrahls des Rasterelektronenmikroskops belichtet wird. Die Steuerung erfolgt durch das Lithographiesystem *ELPHY* der Firma Raith. Diese Software ermöglicht es Strukturen, die mittels CAD erstellt worden sind, durch Steuerung des Elektronenstrahls in den elektronenempfindlichen Lack zu übertragen. Der Lack besteht aus Polymethylmethacrylat (PMMA). PMMA ist ein Polymer, welches aus langkettigen Molekülen besteht. Bei der Belichtung mit Elektronen werden die Verbindungen der langkettigen Moleküle aufgetrennt, so daß

die Löslichkeit des Polymers in Isobutylmethylketon (MIBK) steigt. Dieses Lösungsmittel dient dann in Verbindung mit Isopropylalkohol (IPA) als Entwickler. Durch Verwendung verschiedener Arten von PMMA, die sich durch die Länge der Polymerketten unterscheiden, existieren Lacke verschiedener Elektronenempfindlichkeit. Dies nutzt man für Strukturierungen, die mit dem Abhebeverfahren erfolgen, indem man ein Zweilacksystem verwendet. Dazu bringt man zuerst eine Schicht PMMA mit der Molekülmasse 150000u und dann eine Schicht mit der Molekülmasse 500000u auf das Substrat auf. Dadurch da die untere Schicht empfindlicher ist, erhält man nach der Belichtung und Entwicklung ein unterkehliges Lackprofil, wie es für das Abhebeverfahren von Vorteil ist (so ein unterkehliges Profil ist in Abb. 3.1 dargestellt). Die Parameter für die Herstellung der Normalfingerwandler ist in Tabelle B.2 im Anhang zusammengefaßt.

3.1.3. Fokussierte Ionenstrahlithographie

Die Vorbereitung der Proben — das Herstellen der QPK — erfolgte in der Arbeitsgruppe A. Wieck an der Ruhr-Universität Bochum durch Ionenstrahlithographie. Bei diesem Verfahren wird die GaAs/AlGaAs Heterostruktur — wie in Kapitel 2.2.2 schon beschrieben — mit positiv geladenen Galliumionen bestrahlt. Die benutzte Apparatur ähnelt in der Funktionsweise sehr einem Rasterelektronenmikroskop. Die ionisierten Galliumatome werden elektromagnetisch beschleunigt und zu einem dünnen Strahl gebündelt und auf das Substrat abgebildet. Dieser Strahl läßt sich weiterhin über einen bestimmten Bereich rastern, so daß beliebige Strukturen durch eine Steuereinheit mit einer Genauigkeit von unter einem Mikrometer abgerastert werden können. Die Auswirkung der einschlagenden Galliumatome auf der Probe können vielfältig sein und hängen hauptsächlich von der verwendeten Strahlungsleistung (Dosis) ab. Bei sehr hohen Dosen können die Galliumatome die obere GaAs-Schicht abtragen (sputtern). Bei mittleren Dosen werden die Galliumatome in das Material implantiert, wirken dort als Störstellen und verändern lokal die Potentialverhältnisse sowie die Dotierung der Heterostruktur. Durch diese implantierten Barrieren (Störstellenpotentiale) lassen sich verschiedene Bereiche des 2DES voneinander trennen und z.B. wie in unserem Fall als laterale Feldeffektelektroden verwenden (siehe dazu Abb. 2.5 und 3.2).

Das Herstellen der QPK durch FIB ist ein Vorgang, der sehr viel Erfahrung erfordert. Diese Erfahrung brachte P. Schafmeister aus der oben genannten Arbeitsgruppe mit, der die richtigen Parameter für unsere spezielle Anwendung in etwa sofort verwenden konnte. Dennoch waren mehrere Versuche nötig um die QPK funktionstüchtig zu realisieren. Dieser Prozeß der Herstellung der QPK in der Arbeitsgruppe A. Wieck und dem strukturieren der hochfrequenten IDT und dem anschließenden Testen der Proben in unserer Arbeitsgruppe nahm dabei sehr viel Zeit in Anspruch.

Eine besondere Schwierigkeit ergab sich aus der Tatsache, daß die Methode beim Beschreiben der Ränder der maximalen Rasterfläche sehr ungenau wird. Die damit verbundenen jeweiligen Abweichungen im Randbereich (bis zu $10\mu\text{m}$) der Strukturen

bereiteten Schwierigkeiten beim Plazieren der IDT sowie der Kontakte. Außerdem sind die durch FIB beschriebenen Bereiche im Mikroskop kaum zu erkennen. Deswegen wurden gleichzeitig mit der QPK-Struktur einige Marken durch Absputtern des Deckmaterials hergestellt, die zur Orientierung auf der Probe beigetragen haben.

Der verwendete Maskensatz für die optische Kontaktlithographie, der wegen obiger Gründe möglichst einfach gehalten wurde, ist in Anhang C abgebildet.

3.1.4. Die Probengeometrie

Der Maskensatz für die Definition der Mesa und der Kontakte wurde mit dem *JEOL 4600* Rasterelektronenmikroskop hergestellt und ist in Abbildung C.1 im Anhang dargestellt. Die mit FIB vorstrukturierten Proben mußten zur Prozessierung mit den optischen Masken zur Deckung gebracht werden, so daß die richtigen Teile der Probe geätzt und kontaktiert werden. Dieser Prozeß gestaltete sich sehr schwierig, da die durch FIB implantierten Barrieren im Mikroskop nicht sichtbar sind. Unterstützung für das Ausrichten der Maske gab es durch vorgegebene Markierungen, die durch den FIB-Prozeß abgesputtert wurden. Diese Markierungen sind leicht sichtbar, konnten aber nicht genau plaziert werden, da sie sich im nichtlinearen Randteil des FIB-Schreibfeldes befinden. Nach dem Ätzen des aktiven 2DES und der Aufbringung der Kontakte wurden im nächsten Schritt die IDT auf den durch FIB verarmten Bereich aufgebracht. Die Abbildung 3.2 zeigt eine fertige Probenstruktur mit IDT, Kontakten und Verdrahtungsflächen für die IDT. Der Beschriftung sind die einzelnen Komponenten der Probe zu entnehmen. Dabei ist der relativ lange QPK ($3\mu\text{m}$) zu beachten. Diese Länge wurde gewählt, um eine lange Wechselwirkungsstrecke der SAW mit dem QPK-Kanal zu realisieren. Mehr zu dem Wechselwirkungsmechanismus in Abschnitt 2.4.4. Die übrigen Komponenten der Probe sind nach der Abbildung selbsterklärend.

Wie früher schon erwähnt, wird für die Herstellung der IDT Aluminium verwendet. Vor dem Aluminium wird eine dünne Schicht eines Haftvermittlers (NiCr) auf das Substrat aufgebracht, um eine gute Materialverbindung zwischen Aluminium und GaAs zu gewährleisten. Abschließend wird noch einmal eine Schicht NiCr auf das Aluminium aufgebracht um einer Oxidation des Aluminiums vorzubeugen und einen guten Kontakt zu den Verdrahtungsflächen zu garantieren. Die genauen Parameter für die Herstellung der in den Experimenten verwendeten IDT sind in Tabelle B.2 und B.4 im Anhang zusammengefaßt. In Abbildung 3.3 ist eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines 2,7GHz Transducers (Wellenlänge $1\mu\text{m}$) aus zwei Perspektiven zu sehen.

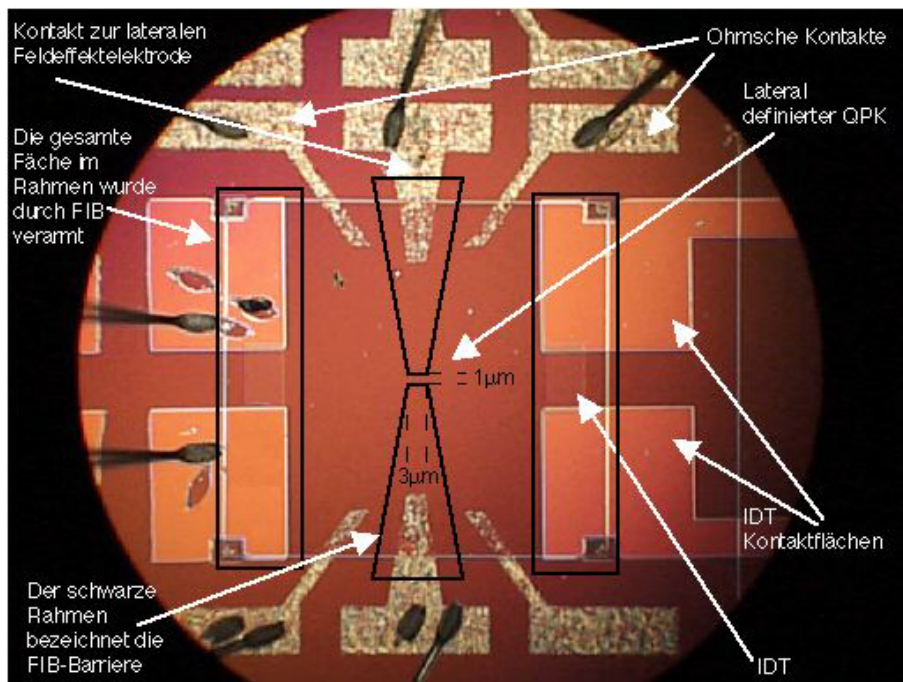


Abbildung 3.2.: Die Probengeometrie. Schematisch sind die mit fokussierten Ionenstrahl implantierten Barrieren und der verarmte Bereich unter den IDT dargestellt.

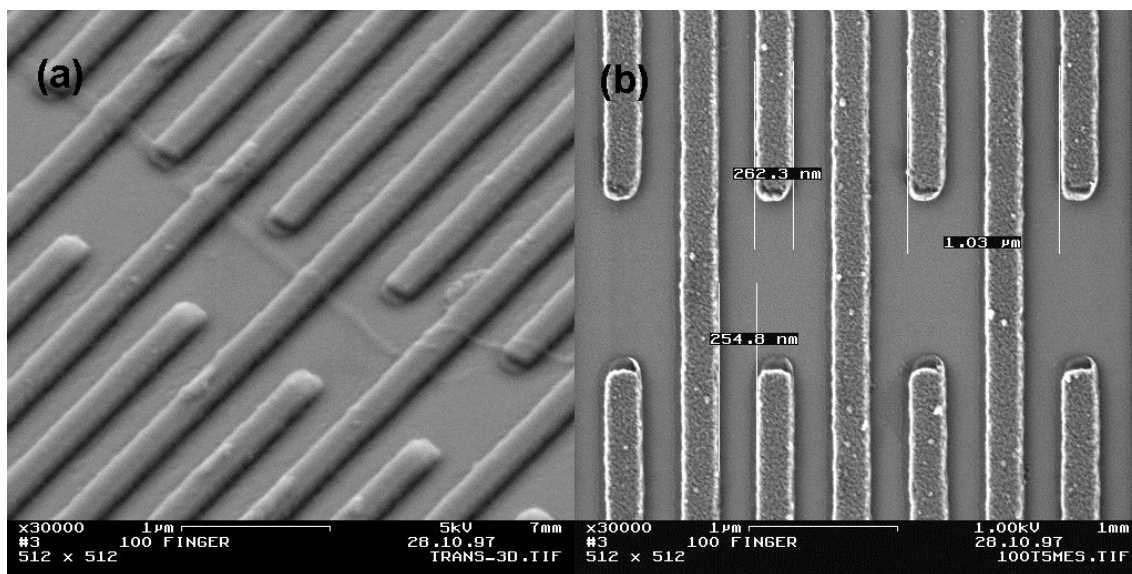


Abbildung 3.3.: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines 2,7GHz Normalfingerwandlers. Teilbild (a): eine Aufnahme aus einer schrägen Perspektive um die Proportionen besser zu erkennen. Teilbild (b): direkte Aufnahme von oben mit Beschriftung der Größenverhältnisse.

3.2. Experimente und Charakterisierungsmethoden

3.2.1. Charakterisierung von SAW–Verzögerungsleitungen

Ein Vorteil für die Entwicklung von hochfrequenten interdigitalen Normalfingerwandlern ist, die Möglichkeit zur Erprobung der Verzögerungsleitungen (siehe Abb. 2.19) reines GaAs Volumenmaterial zu verwenden. Dieses Material ist industriell verfügbar und in ausreichender Menge vorhanden. Die Charakterisierung der Verzögerungsleitungen findet bei Raumtemperatur durch die Messung der S-Parameter (siehe Kapitel 2.3) mit einem *Netzwerkanalysator* statt. Mit dem *Netzwerkanalysator* lassen sich die Kapitel 2.3 besprochenen S-Parameter vollständig erfassen und gleichzeitig der Einfluß der Zuleitungskabel herausrechnen, so daß man die S-Parameter nur des Bauteils messen kann. Die Messung von s_{11} und s_{22} lassen sich auch sofort als Smithdiagramm darstellen. Mit diese Meßmethode lassen sich schnell und effizient die Charakterisierungen der Verzögerungsleitungen durchführen. Näheres zur Optimierung der Transducer findet sich in Kapitel 4.2.

3.2.2. Meßtechnik und Aufbau für die SAW-QPK Proben

Bei der Untersuchung der IPG–Strukturen wurden zunächst immer die Kennlinien sowie die Feldeffektcharakteristiken im Widerstand und Leitwert gemessen. Dies erfolgte, um die Qualität und die Funktionstüchtigkeit der durch FIB implantierten QPK zu überprüfen. Die dazu verwendeten Meßaufbauten waren Standard Messungen, die mit Hilfe eines phasensensitiven Verstärkers („Lock-In“) oder durch DC–Messungen gemacht wurden. In Abbildung 3.4 sind dazu die verschiedenen Aufbauten zur Orientierung zusammengefaßt.

Für die Messung des akustoelektrischen Stroms durch den QPK liegt es zunächst Nahe eine Amplitudenmodulation der Oberflächenwelle vorzunehmen, um den akustoelektrischen Strom durch einen phasensensitiven Verstärker aufzulösen. Dazu wurde die Hochfrequenzquelle durch den Oszillator des phasensensitiven Verstärkers getaktet um das ausgegebene Hochfrequenzsignal in der Amplitude zu modulieren. Diese Technik hat gegenüber einer DC–Messung den Vorteil, daß vorhandene Hintergrundströme — z.B. von festen Thermospannungen — und Rauschen nicht in die Messung mit einfließen. Ein solcher Aufbau wurde auch teilweise verwendet und ist in Abbildung 3.5 skizziert. Da mit dieser Methode die SAW einseitig angeregt wird, ist mit ihr auch ein entscheidender Nachteil verbunden, die Probe wird einseitig aufgeheizt. Dabei entstehen Thermospannungen, die die gleiche Modulation besitzen wie die Oberflächenwelle, und somit durch den phasensensitiven Verstärker ebenfalls gemessen werden. Es wurden auch andere Modulationstechniken verwendet, wie z.B. eine Rechteckmodulation die mit Hilfe eines Funktionsgenerators erfolgte¹. Aber allen gemein war die einseitige Anregung der SAW, so daß eine andere bessere Methode benötigt wurde.

¹Der Aufbau dafür gleicht im wesentlichen dem der Amplitudenmodulation der Hochfrequenzquelle.

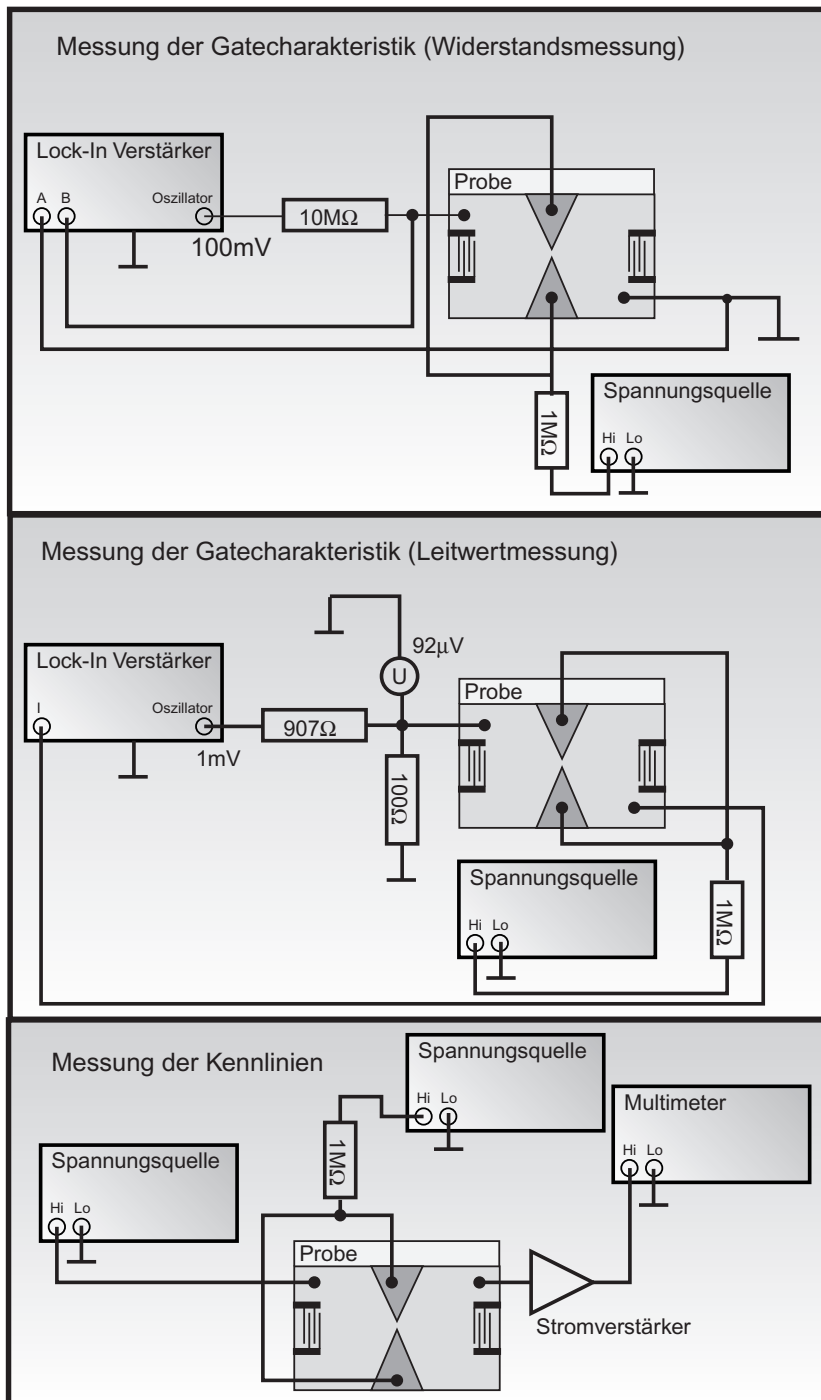


Abbildung 3.4.: Experimenteller Aufbau für die verschiedenen Standardmessungen an SAW-QPK Proben.

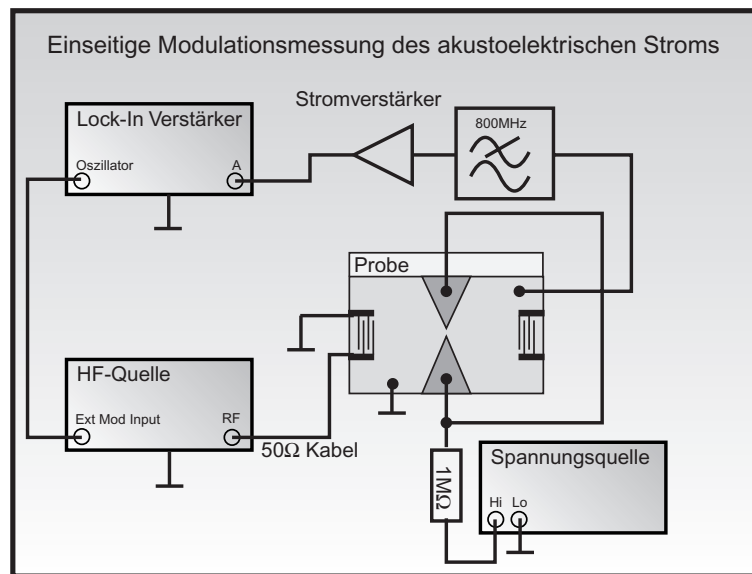


Abbildung 3.5.: Einseitige Modulationsmessung. Experimenteller Aufbau für die Messung des akustoelektrischen Stroms durch einen QPK mit einer modulierten Hochfrequenzquelle. Die Anregung der SAW erfolgt hierbei nur von einer Seite der Probe.

Eine Lösung des Problems wurde in dem folgenden Meßaufbau gefunden: Die prinzipielle Idee dabei ist, die SAW von beiden Seiten anzuregen, um die Probe gleichmäßig auf beiden Seiten aufzuheizen. Bei einer konstanten Anregung wäre dieses Verfahren allerdings nicht geeignet um einen akustoelektrischen Strom zu messen, da sich eine stehende Welle ausbilden würde. Die Anregung erfolgt also abwechselnd mit einer „niedrigen“ Frequenz (100Hz bis 16kHz), so daß am QPK die SAW einmal von der rechten und einmal von der linken Seite aktiv ist. Der dabei hervorgerufene akustoelektrische Wechselstrom wird durch einen phasensensitiven Verstärker — nach Vorverstärkung durch einen Stromverstärker — nachgewiesen. In Abbildung 3.6 ist der verwendete Aufbau für diese Meßtechnik skizziert. Der verwendete Tiefpaßfilter soll dabei den Stromverstärker von etwaigen Übersprechsignalen im GHz Bereich abschotten. Die abwechselnde Anregung der SAW wird durch einen Hochfrequenzschalter erreicht, der durch einen Pulsgeber gesteuert wird. Der phasensensitive Verstärker (2), der durch den Pulsgeber getaktet wird, mißt den akustoelektrischen Wechselstrom. Der optionale Verstärker (1) wird bei einer anderen Oszillatorfrequenz über einen Spannungsteiler zur gleichzeitigen Aufnahme der Kennlinien der Probe verwendet.

3.2.3. Röntgen–Topographie

In Kooperation mit Wolfgang Sauer vom Lehrstuhl Peisl, konnten im Rahmen der Dissertation von W. Sauer [Sauer 99a, Sauer 99b], röntgentopographische Aufnahmen

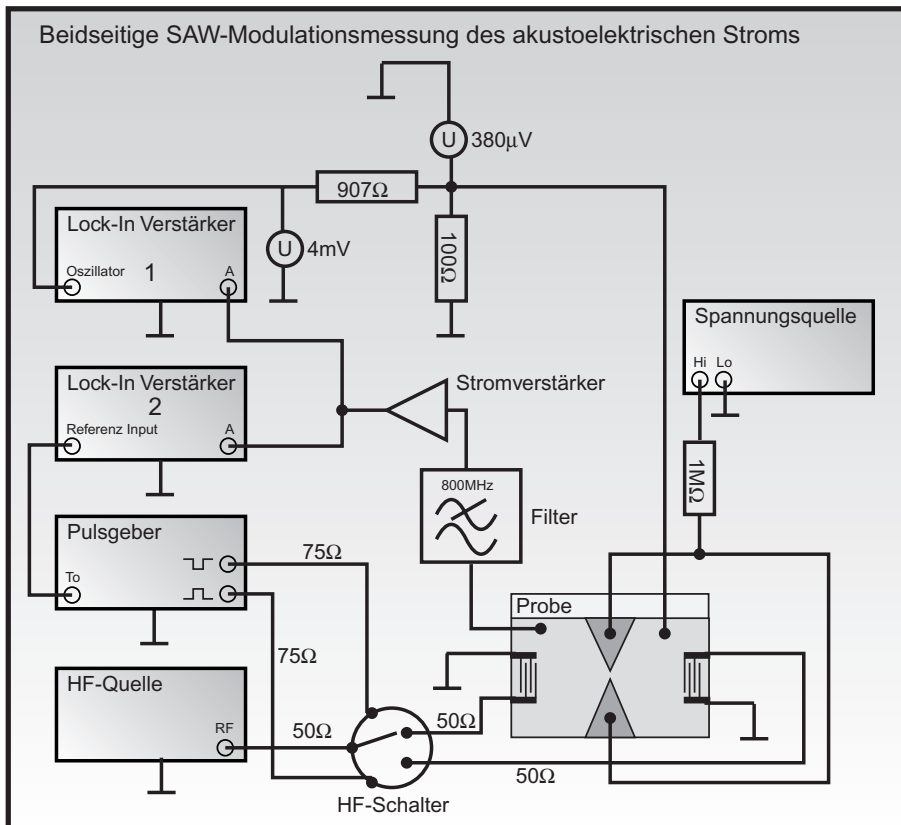


Abbildung 3.6.: Beidseitige Modulationsmessung. Experimenteller Aufbau für die Messung des akustoelektrischen Stroms durch einen QPK durch Anregung einer SAW abwechselnd von beiden Seiten auf der Probe. Der dadurch entstehende akustoelektrische AC-Strom wird durch einen phasensensitiven Verstärker gemessen. Gleichzeitig können dabei auf einer anderen Frequenz die Kennlinien mit einem anderen phasensensitiven Verstärker aufgenommen werden.

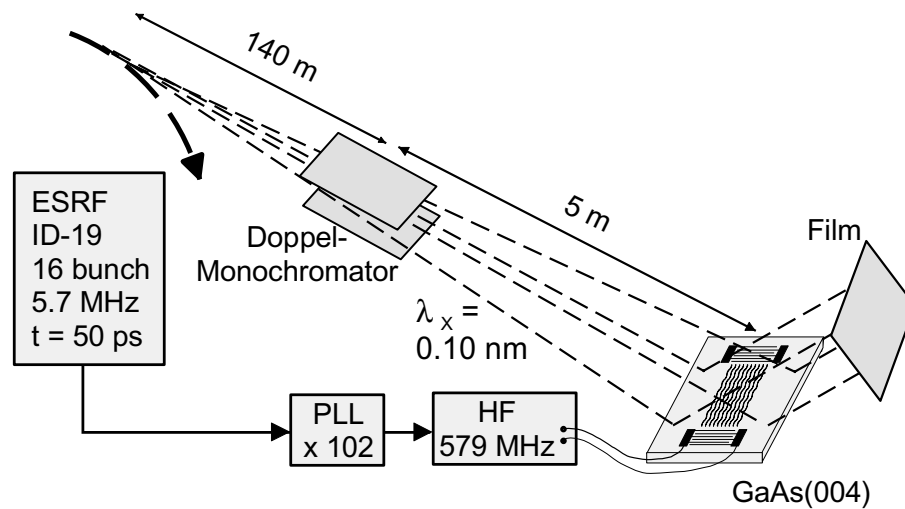


Abbildung 3.7.: Experimenteller Aufbau für eine röntgentopographische Aufnahme eines akustischen Wellenfeldes.

eines akustischen Wellenfeldes gewonnen werden. Als Röntgenquelle wurde das Synchrotron *ESRF* in Grenoble verwendet. Dadurch war es möglich Röntgenpulse von 50ps Länge in höchster Qualität durch einen Monochromator auf die Probe einzustrahlen. Die Pulse des Synchrotrons wiederholen sich mit einer Frequenz von 5,68MHz. Die zu untersuchende Verzögerungsleitung wurde so entworfen, daß die IDT auf der 102-ten Harmonischen dieser Frequenz schwingen. Über eine Phasenstabilisierungsschleife (PLL — Phase-Locked-Loop) wurde die Phasenbeziehung zwischen dem Signal des Synchrotrons und dem Anregungssignals der SAW stabil gehalten. Unter dem Braggwinkel wird das reflektierte Signal zur Belichtung eines Films verwendet. Durch die Phasenkopplung der Röntgenquelle und der angeregten SAW erhält man eine stroboskopische Aufnahme, also eine stehende Welle in der Abbildung unter dem Braggwinkel. Eine genau Diskussion der relevanten Physik findet sich ausführlich in [Sauer 99b]. In Abbildung 3.7 ist der experimentelle Aufbau schematisch skizziert.

4. Experimentelle Ergebnisse

Dieses Kapitel beschäftigt sich im folgenden mit der Präsentation und Auswertung der in dieser Arbeit gewonnen Ergebnisse. Dazu sollen zunächst die röntgentopographischen Experimente besprochen werden. Danach folgt die Besprechung der Optimierung der interdigitalen Schallwandler (IDT) für Frequenzen bis 3GHz, wonach im Anschluß die Auswertung der Experimente zum akustoelektrischen Strom (*ac*) durch einen QPK folgen soll.

4.1. Röntgentopographische Untersuchungen

Wie in den vorigen Kapiteln erwähnt, wurden in einer Kooperation mit W. Sauer vom Lehrstuhl J. Peisl der Ludwig–Maximilians–Universität München Untersuchungen zu dem Verhalten einer Oberflächenwelle (SAW) an Ätzkanten durchgeführt. Wie in Kapitel 2.4.2 auf Seite 53 besprochen, verursachen Ätzkanten Reflexionen und Konversionen der SAW in Volumenmoden. Bereits Kanten der Höhe von $1/4$ der Wellenlänge der SAW verursachen, daß 50% der Oberflächenwelle in Volumenmoden konvertiert wird. Dazu soll noch einmal auf die Abbildung 2.23 verwiesen werden, in welcher der Zusammenhang zwischen Kantenhöhe und Energiekonversion der SAW in Volumenmoden bzw. Reflektionsmoden veranschaulicht wird. Wie dem Bild zu entnehmen ist, wird dieser Effekt mit zunehmender Frequenz der angeregten SAW immer gravierender, da für hohe Frequenzen schon kleine Stufen für einen erheblichen Energieverlust der transmittierten Welle sorgen. Wie in dem Abschnitt auf Seite 53 schon beschrieben, umgingen wir dieses Problem durch die Verwendung der Ionenstrahlolithographie zur Verarmung des aktiven 2DES unter der IDT–Struktur. In dem selben Abschnitt wird auch eine andere Methode zur Vermeidung von Ätzkanten durch die Verwendung von Verarmungsschallwandlern beschrieben.

Der Aufbau und die Durchführung der Röntgen-Topographie ist in Kapitel 3.2.3 beschrieben. Untersucht wurden zwei verschiedene Strukturen, die mit 585MHz IDT ausgestattet waren. In die eine Probe wurde ein $100\mu\text{m}$ breiter und $7\mu\text{m}$ tiefer Graben geätzt, so daß dieser in den halben Schallpfad der SAW hineinragt. Die Topographie der Probe ist in dem oberen Teil der Abbildung 4.1 zu erkennen. Auf der rechten Seite sitzt der IDT mit zwei Kontaktflächen, die oben und unten zu erkennen sind. Auf der linken Seite sieht man den geätzten Graben. Im unteren Teil des Bildes ist

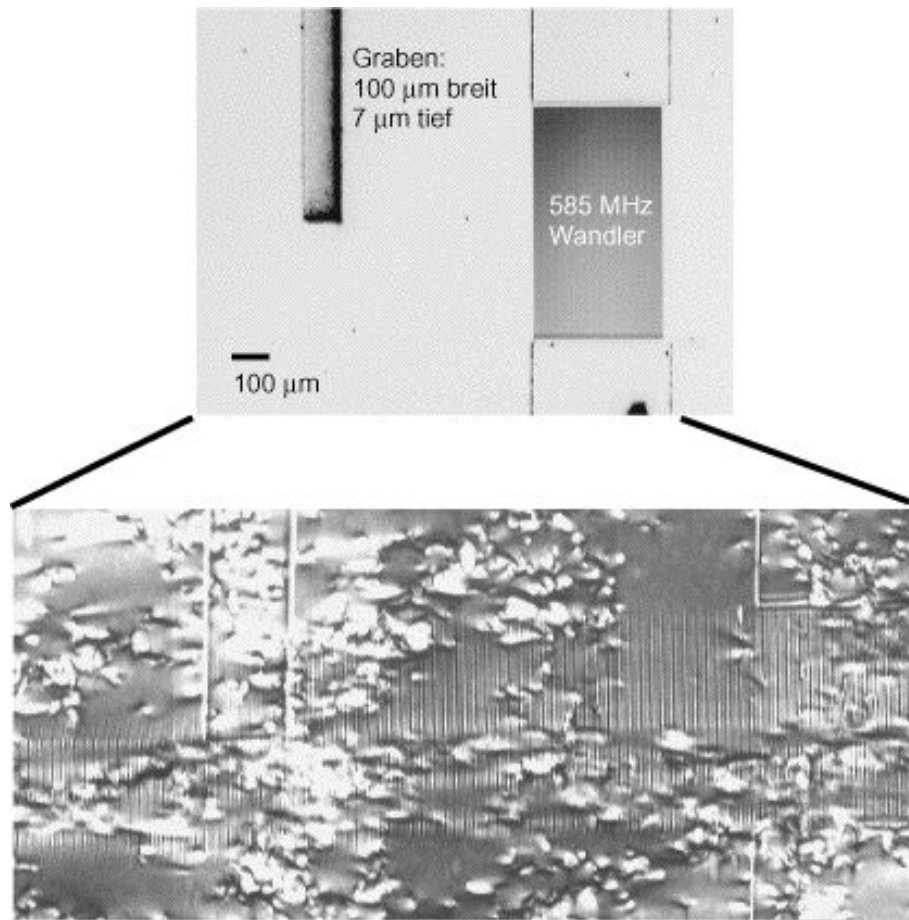


Abbildung 4.1.: Röntgentopographische Aufnahme einer SAW, die einen geätzten Graben passiert. Der obere Bildteil zeigt die Probengeometrie. Unterer Bildteil zeigt die stroposkopische Aufnahme der SAW.

nun die röntgentopographische Aufnahme mit aktiver SAW abgebildet. Man erkennt schön die Wellenfront, die sich von dem IDT ablöst und sich in der Breite der Apertur des IDT ausbreitet. Nach dem Punkt, an dem die SAW den Graben erreicht — also bei einer Stufe nach unten — ist die abgebildete SAW schwächer zu erkennen, was mit einer kleineren Amplitude zu interpretieren ist. Trifft nun die SAW auf die zweite Kante — also auf eine Stufe nach oben —, so ist mit diesem Abbildungsverfahren keine Amplitude mehr zu erkennen. Die transmittierte SAW wurde in diesem Bereich erheblich durch diese Ätzkante gedämpft.

Die zweite Probe bestand, so wie in Abbildung 4.2 dargestellt, aus mehreren geätzten Löchern, die in Kaskaden von $40\mu\text{m}$ Abstand in die Probe geätzt wurden. Die von rechts kommende Wellenfront wird nach dem Passieren der Kaskade in vier Wellenfelder zerteilt, die noch eine große Amplitude besitzen. In den anderen Bereichen, wo die SAW die Löcherstrukturen getroffen hat, ist diese sehr stark gedämpft worden

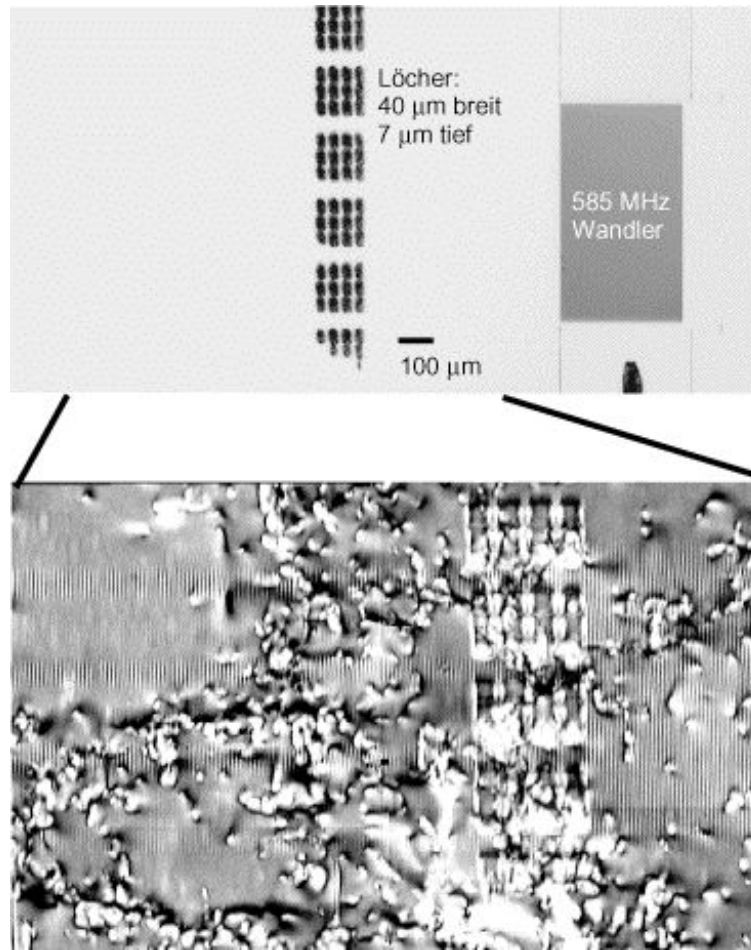


Abbildung 4.2.: Röntgentopographische Aufnahme einer SAW, die eine Kaskade von geätzten Löchern passiert. Oberer Bildteil zeigt die Probengeometrie. Unterer Bildteil zeigt die stroposkopische Aufnahme der SAW.

und es läßt sich gerade noch eine periodische Struktur erkennen. Diese Beobachtung ist zunächst unerwartet, da die SAW bei der Kaskadenstruktur viel mehr Ätzkanten durchläuft als bei der Probe mit dem einzelnen Graben. Die SAW sollte also noch viel stärker gedämpft werden als bei der vorigen Probe. Tatsächlich wird sie stärker gedämpft und bei der Beobachtung, die hier gemacht werden kann, handelt es sich um Beugung. Auch in der anderen Probe läßt sich dies erkennen. Betrachtet man sich in Abbildung 4.1 die Wellenfront, die den Graben gerade passiert hat, so erkennt man, daß eine schwache periodische Struktur noch in den Bereich des Grabens hineinreicht, um dann aber zu verschwinden. Da diese Struktur nur in der Nähe der Ecke des Grabens auftaucht, handelt es sich hier um Beugung der Welle an der Ecke des Grabens.

Mit diesem bildgebenden Verfahren konnte also in anschaulicher Weise das Ver-

halten der SAW an Ätzkanten untersucht werden. Besonders im Hinblick auf die Entwicklung von fokussierenden IDT oder auf die Verwendung von Interferenzeffekten der SAW für spezielle Anwendungen kann dieses Abbildungsverfahren wertvolle Dienste leisten. Nach dieser kleinen Exkursion soll im folgenden auf die Optimierung der in dieser Arbeit verwendeten hochfrequenten IDT eingegangen werden.

4.2. Optimierung der interdigitalen Schallwandler

Die Transducer (IDT), die in dieser Arbeit verwendet werden, sollen bei hohen Resonanzfrequenzen arbeiten, um einen möglichst hohen Strom im Transport durch den Quantenpunktkontakt (QPK) zu erreichen. Die Wahl fiel auf eine Frequenz von 2,7GHz, da zu Beginn der Arbeit die meßtechnischen Analysemethoden für Hochfrequenzkomponenten in der Arbeitsgruppe noch auf maximale Frequenzen von 2,8GHz beschränkt waren. Im Verlauf dieser Arbeit wurde die Ausstattung der Gruppe um einen Netzwerkanalysator ergänzt, mit dem man Hochfrequenzkomponenten bis zu Frequenzen von 13,5GHz analysieren kann. Diese Möglichkeit wurde später für den Test eines 6,8GHz Transducers genutzt. Dieser IDT wurde hauptsächlich für die Optimierung der Lithographie entworfen, um deren Grenzen und Möglichkeiten besser kennenzulernen. Hinsichtlich der Hochfrequenzeigenschaften des 6,8GHz Transducers wurde keine Optimierung betrieben, welche aber analog zu den nachfolgenden Überlegungen zu machen wäre. In Abbildung 4.3 ist dieser höchstfrequente IDT und dessen Dimensionierung zu erkennen, während daneben die gemessene Transmission einer Verzögerungsleitung über 1mm mit zwei dieser 6,8GHz IDT dargestellt ist. Die Einfügedämpfung eines einzelnen Transducers beträgt -37,7dB. Dies entspricht einer Konversion von 0,34% der elektrischen in akustische Leistung. Diese Effizienz wurde auch von 3GHz-IDT, die vor dieser Arbeit zum Einsatz kamen, in etwa erreicht. Die besten Verzögerungsleitungen erreichten Transmissionsdämpfungen von -60dB bis -50dB. Auch die ersten IDT die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, hatten Transmissionsdämpfungen von etwa -50dB (siehe Abb. 4.4).

Ein Hauptteil dieser Arbeit bestand darin, die Effizienz der Transducer für Frequenzen von 2,7GHz zu optimieren. Dazu kamen sowohl das in Kapitel 2.3 und 2.4.2 beschriebene Modell als auch empirisch gewonnene Ergebnisse zum Einsatz. Als Ergebnis konnte die Effizienz der verwendeten IDT um *drei Größenordnungen* verbessert werden. Dies wurde hauptsächlich durch die Optimierung der geometrischen Parameter, aber auch durch eine verbesserte Materialwahl (siehe Kapitel 2.4.2) für die IDT und eine exaktere Elektronenstrahlolithographie, erreicht. Die Optimierung erfolgte immer mit der Herstellung von Testreihen verschiedener IDT auf reinem GaAs-Material, die dann bei Raumtemperatur mit einem Netzwerkanalysator charakterisiert wurden. Für die Darstellung der Berechnungen in einem Smith Diagramm wurde die Software *SMITH* von Martin Streibl (LMU) [Streibl 91] verwendet, des weiteren wurde auch das Programm *MIMP* von Dan Moline (Motorola) [Moline 92] eingesetzt.

4.2. Optimierung der interdigitalen Schallwandler

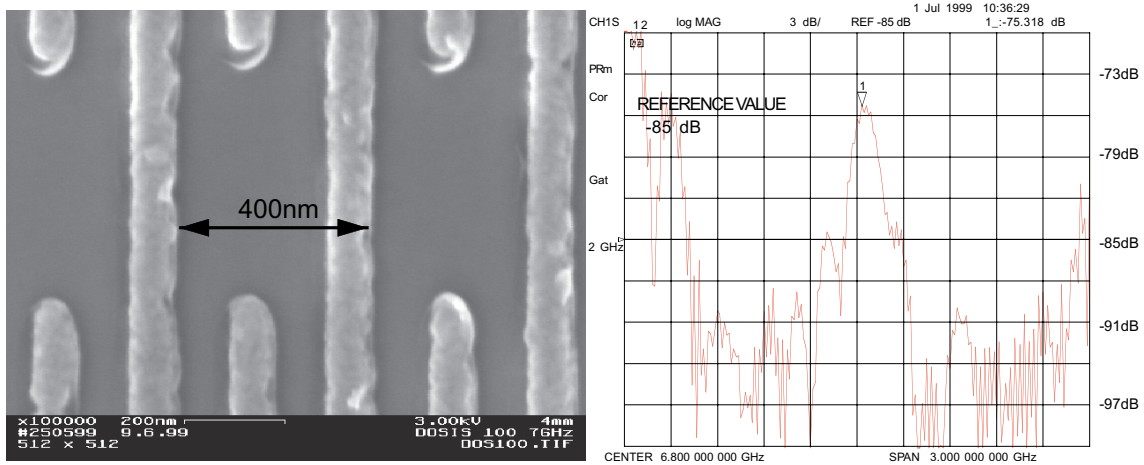


Abbildung 4.3.: Rasterelektronenstrahlmikroskop-Bild eines 6,8GHz Transducers. Daneben eine Messung von S_{21} (der Transmission) der Verzögerungsleitung. Der IDT wurde ohne Hochfrequenzoptimierung hergestellt und erreicht eine Einfügedämpfung von -37,7dB, d.h. 0,34% der elektrischen Leistung wird zur Anregung der akustischen Welle verwendet. Dieser Schallwandler erreicht nach unserem Wissen die höchste Anregungsfrequenz eines Split-1 Wandlers auf GaAs.

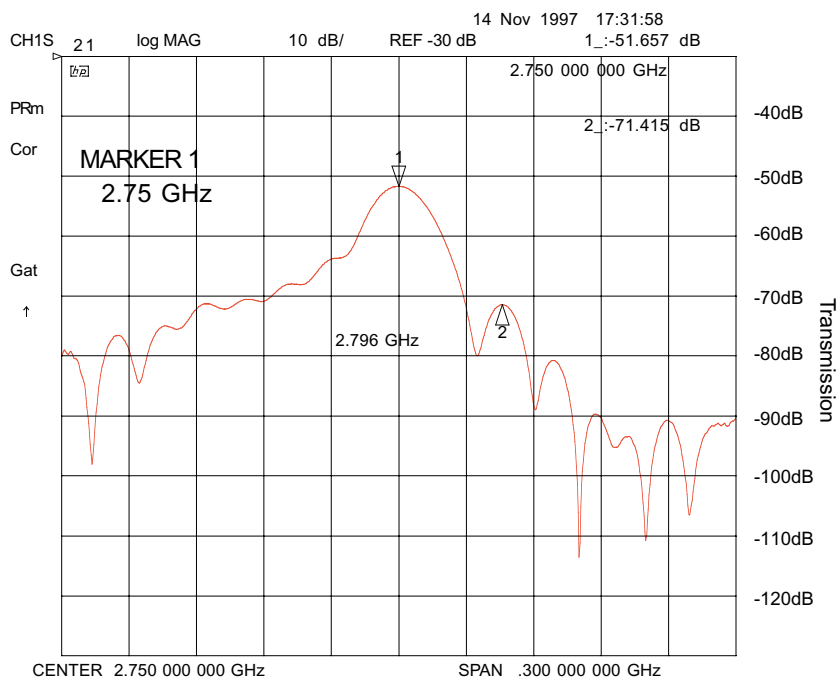


Abbildung 4.4.: S_{21} eines der ersten hergestellten Transducer bei einer Frequenz von 2,75GHz. Die Transmissionsdämpfung beträgt knapp -52dB.

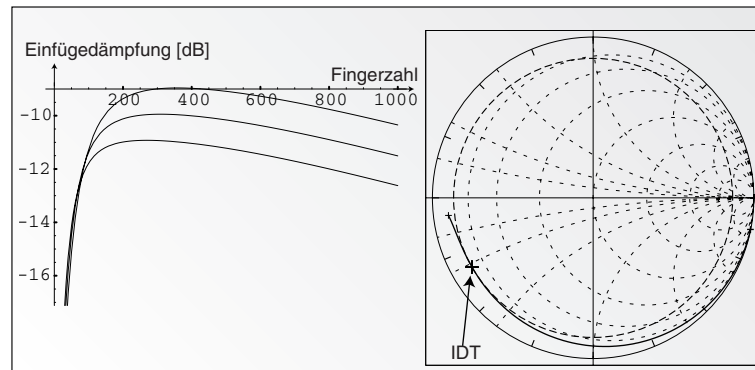


Abbildung 4.5.: Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Fingerpaarzahl. In Teilbild (a) erfolgte die Berechnung für drei verschiedene Tastverhältnisse, wie in der Grafik indiziert, mit jeweils der gleichen Apertur von $120\mu\text{m}$. In Teilbild (b) ist eine Darstellung für ein Tastverhältnis von $T_v = 0.346$ und einer Apertur von $W = 120\mu\text{m}$ in einem Smith Diagramm zu sehen. Die durchgezogene Linie entspricht verschiedenen Fingerpaarzahlen von 10 bis 1000. Der durchgezogene gestrichelte Kreis, ist der Kreis konstanten Reflexionsfaktors durch den Punkt des kleinsten Reflexionsfaktors. Für beide Berechnungen beträgt die Resonanzfrequenz $2,7\text{GHz}$.

Sieht man sich Gleichung 2.58 an, so enthält diese vier Parameter, die die Einfügedämpfung beeinflussen. Das sind die Frequenz f , die Fingerpaarzahl N , das Tastverhältnis T_v (in der Kapazität C_S) und die Apertur W des IDT. Die Frequenz ist in unserem Fall festgelegt auf den Wert von $2,7\text{GHz}$, wonach noch drei geometrische Parameter zu optimieren sind. Die Admittanz des IDT setzt sich, wie beschrieben in Kapitel 2.4.2, aus dem Wirkleitwert (Strahlungsleitwert) $G_a(f)$ und dem Blindleitwert $j[B_a(f) + 2\pi f C_T]$ zusammen. Der Blindleitwert wird aber, wie der Abbildung 2.21 zu entnehmen ist, auf GaAs von der Kapazität des IDT dominiert, so daß $B_a(f)$, insbesondere für die Resonanzfrequenz f_0 , vernachlässigt werden kann. Wie von vornherein intuitiv bewußt wird, gehen die drei geometrischen Größen hauptsächlich über die Kapazität C_T des IDT in Gleichung 2.58 ein. Die Fingerpaarzahl N konkret, geht in die Kapazität linear ein, während sie in den Strahlungsleitwert G_a quadratisch eingeht. Wegen der schwachen piezoelektrischen Kopplung von GaAs braucht man hohe Fingerpaarzahlen, um genügend akustische Leistung zu erreichen. Folglich würde es nahe liegen, aufgrund der erwähnten Abhängigkeiten die Fingerpaarzahl möglichst groß zu wählen. Dies trifft auf den ersten Blick auch zu, aber wie in Abbildung 4.5 zu erkennen ist, gibt es diesem Modell zu Folge ein Optimum der Fingerpaarzahl. Dieses Optimum ist natürlich wiederum abhängig von dem Tastverhältnis und der Apertur des IDT. Exemplarisch ist in Abbildung 4.5 die Einfügedämpfung für drei verschiedene Tastverhältnisse mit jeweils der gleichen Apertur von $120\mu\text{m}$ berechnet. Die optima-

4.2. Optimierung der interdigitalen Schallwandler

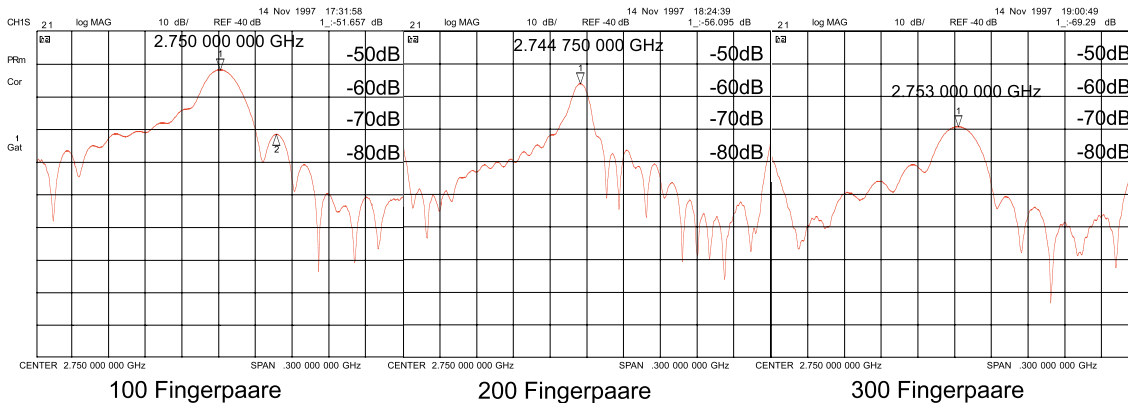


Abbildung 4.6.: Vergleich verschiedener Fingerpaarzahlen an nicht optimierten IDT. Die Transmissionsdämpfung nimmt mit Fingerpaarzahlen über 100 zu. Anzumerken ist, daß der IDT mit 300 Fingerpaaren nicht mehr schmalbandiger wird, wie es zu erwarten wäre. Der IDT mit 200 Fingerpaaren ist deutlich schmalbandiger, als der IDT mit $N = 100$, während der IDT mit $N = 300$ durch die internen Reflexionen an der Fingerstruktur breitbandiger als der IDT mit $N = 100$ ist.

len Fingerpaarzahlen sollten demnach, je nach Tastverhältnis, bei 200 bis 400 liegen. Die Praxis zeigt aber, daß für Normalfingerwandler ein Problem in einer steigenden Fingerpaarzahl zu sehen ist. Zum einen steigt die Schmalbandigkeit der IDT mit steigender Fingerpaarzahl — dies stellt aber kein Problem für die Anwendung in dieser Arbeit dar — und zum anderen — und das ist das eigentliche Problem hier — steigen die internen Reflexionen in der Fingerstruktur. Diese internen Reflexionen im Schallwandler reduzieren die ausgekoppelte akustische Leistung. Durch Experimente zeigt sich, daß eine Fingerpaarzahl von $N = 100$ sich als optimal herausstellt. Exemplarisch sind in Abbildung 4.6 Messungen an drei verschiedenen IDT mit unterschiedlicher Fingerpaarzahl dargestellt. Es zeigt sich, daß Fingerpaarzahlen über 100 zu schlechteren Transmissionen führen.

Nach den bisherigen Überlegungen sind also die Parameter

- $f = 2,7GHz$ und
- $N = 100$

festgelegt und es gilt nun die Parameter

- T_v und
- W

zu optimieren. Die Funktion $IL(T_v, W)$ besitzt zwar kein Globales Maximum, dafür aber einen Bereich für T_v und W in dem die Funktion maximal wird. In Abbildung

4. Experimentelle Ergebnisse

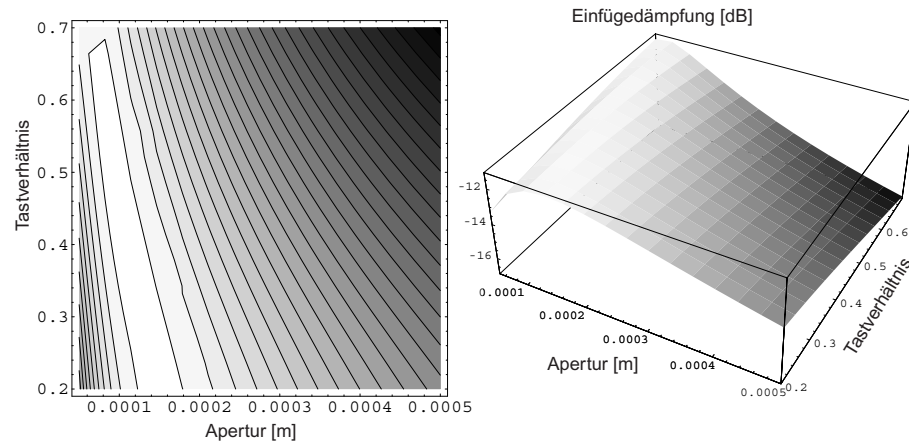


Abbildung 4.7.: Darstellung der Funktion $IL(T_v, W)$ in einem Konturdiagramm, sowie als 3D-Oberflächendiagramm. Die hellen Teile indizieren große Funktionswerte gegenüber den dunklen Teilen, die für niedrige Funktionswerte stehen.

4.7 ist die Funktion in einem Konturdiagramm und in einem dreidimensionalen Oberflächendiagramm dargestellt. Der Bereich der optimalen Parameter zieht sich als weißer Streifen durch das Diagramm. Demnach ist für „sinnvolle“ Tastverhältnisse von 0,25 bis 0,6, die sich durch die Elektronenstrahlithographie und dem Abhebeverfahren leicht realisieren lassen, der Bereich für die Apertur auf $100\mu\text{m}$ bis $150\mu\text{m}$ eingeschränkt. Dieser Zusammenhang läßt sich auch sehr anschaulich in einem Smith Diagramm darstellen. In Abbildung 4.8 sind die Auswirkungen auf den Reflexionsfaktor für Veränderungen des Parameter T_v und W dargestellt.

Für die Herstellung der IDT, die in dieser Arbeit Verwendung fanden, wurde eine Apertur von $W = 120\mu\text{m}$ gewählt. Damit wird das Optimum der Einfügedämpfung für Tastverhältnisse zwischen 0,3 und 0,4 erreicht. Diese Wahl hat den Vorteil, daß bei Abweichungen der realen Tastverhältnisse, gegenüber den beim Entwurf des IDT gewählten, mehr Spielraum bleibt. Mehr Spielraum heißt, die für das Abhebeverfahren ungünstigen Tastverhältnisse¹ liegen weit außerhalb des gewählten Bereichs von 0,3 bis 0,4. Wählt man also $W = 120\mu\text{m}$ so ergibt sich ein Optimum der Einfügedämpfung bei $T_v = 0,35$. Diese Tatsache ist noch einmal in Abbildung 4.9 in Form der beiden funktionalen Abhängigkeiten zu sehen.

¹Ungünstige Tastverhältnisse sind: Falls zu groß, dann löst sich das Metall zwischen den Fingern sehr schlecht von dem übrigen Metall. Falls zu klein, dann könnten die am Substrat haftenden Finger durch das überschüssige Metall weggerissen werden.

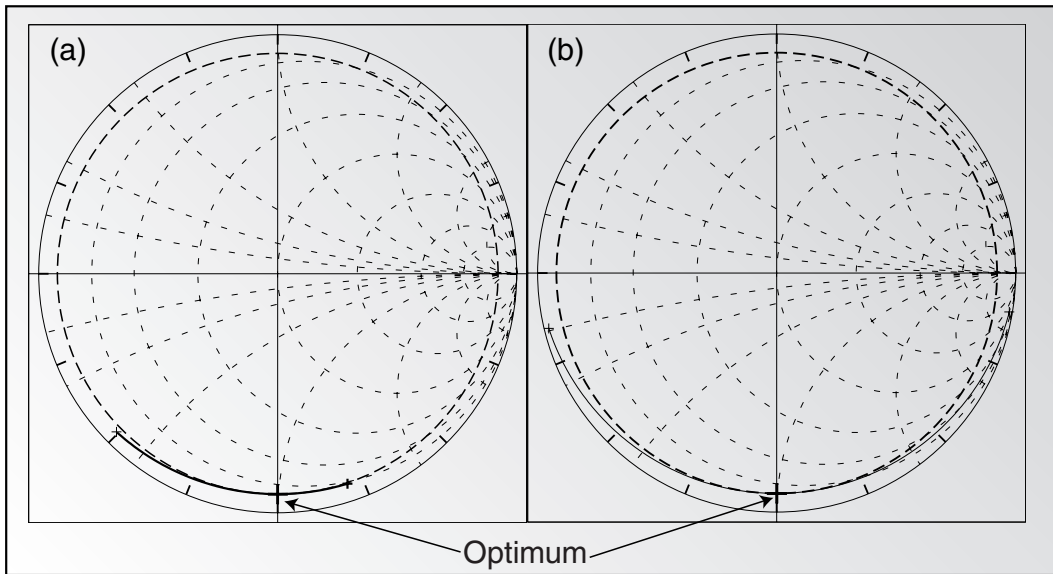


Abbildung 4.8.: Abhängigkeit der Einfügedämpfung von T_v und W dargestellt in einem Smith-Diagramm. In Teilbild (a) ist die Funktion $IL(T_v)$ eingezeichnet und in Teilbild (b) die Funktion $IL(W)$. Der gestrichelte Kreis bezeichnet jeweils die Linie konstanten Reflexionsfaktors durch den Punkt der kleinsten Einfügedämpfung. Die durchgezogenen Linien entsprechen jeweils den Parametersweeps $T_v = 0,1$ bis $0,9$ und $W = 10\mu\text{m}$ bis 1mm . Für beide Berechnungen wurden die folgenden Parameter verwendet: Für beide Teilbilder $f = 2,7\text{GHz}$, $N = 100$; für (a) $W = 120\mu\text{m}$ und für (b) $T_v = 0,346$.

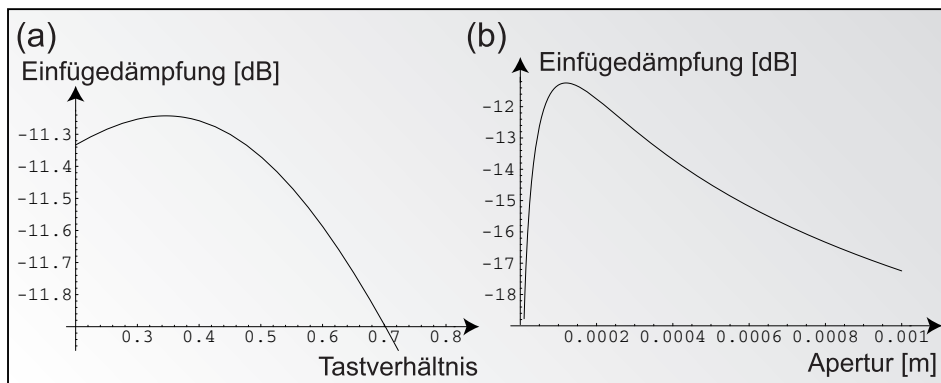


Abbildung 4.9.: In Teilbild (a) ist die Einfügedämpfung als Funktion vom Tastverhältnis dargestellt ($f = 2,7\text{GHz}$, $N = 100$, $W = 120\mu\text{m}$). Das Maximum befindet sich bei $T_v = 0,346$. In Teilbild (b) ist die Einfügedämpfung als Funktion der Apertur dargestellt ($f = 2,7\text{GHz}$, $N = 100$, $T_v = 0,346$). Das Maximum befindet sich bei $W = 120\mu\text{m}$.

4. Experimentelle Ergebnisse

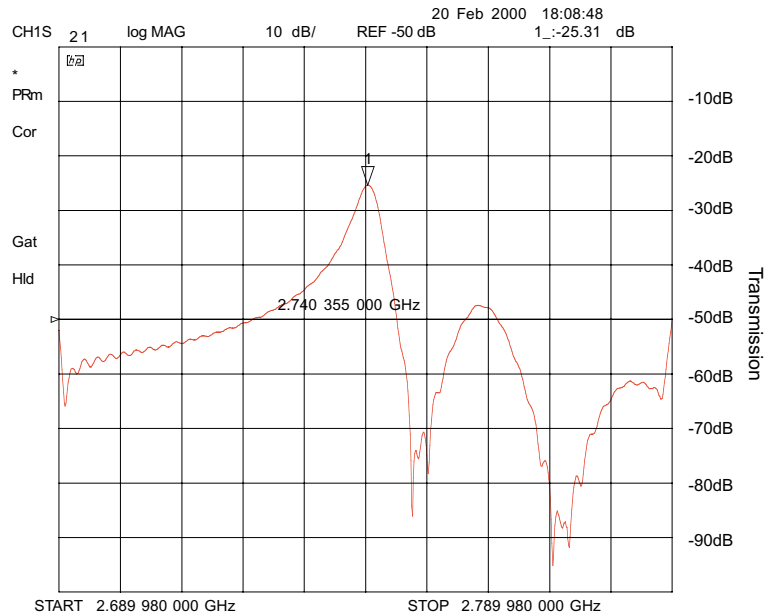


Abbildung 4.10.: Transmissionsmessung eines optimierten IDT auf Probenmaterial. Die Einfügedämpfung eines einzelnen IDT beträgt $-9,7\text{dB}$. Durch Berechnung mit Gleichung 2.58 erhält man $IL = -8,2\text{dB}$. Mit diesem IDT erreicht man fast das theoretische Optimum nach dem Impulsmodell.

Zusammengefaßt sind die für optimierte $2,7\text{GHz}$ -IDT verwendeten Parameter folgende:

$$\begin{aligned} f &= 2,7\text{GHz} \\ N &= 100 \\ T_v &= 0,35 \\ W &= 120\mu\text{m} \end{aligned}$$

Mit diesen Parametern ließen sich Transducer herstellen, die eine um drei Größenordnungen (30dB) bessere Transmissionseinfügedämpfungen auf einer 1mm langen Verzögerungsleitung besitzen als die vor dieser Arbeit verwendeten. In Abbildung 4.10 ist eine Transmissionsmessung eines optimierten Transducers, der sich auf FIB verarmten Probenmaterial befindet, zu sehen. Da auf GaAs Volumenmaterial *keine* bessere Transmission als auf Probenmaterial, welches mit der Methode der FIB-Verarmung prozessiert wurde (siehe Kapitel 3), zu erreichen ist, kann hier festgehalten werden, daß sich diese Methode hervorragend eignet, um den kapazitiven Kurzschluß zum 2DES zu entfernen.

Im nun folgenden Abschnitt soll auf die Ergebnisse des akustoelektrischen Transports durch Quantenpunktkontakte eingegangen werden.

4.3. Akustischer Elektronentransport durch Quantenpunktkontakte

Die durch Ionenstrahlolithographie hergestellten Quantenpunktkontakte wurden jeweils nach der Strukturierung der IDT und der Kontakte zur Charakterisierung verschiedenen Messungen unterworfen, um die Funktionstüchtigkeit der QPK und der IDT zu testen. D.h. der gesamte Strukturierungsprozeß mußte jedesmal komplett durchgeführt werden, da jeweils mehrere vorstrukturierte Proben auf einem Stück Substratmaterial aufgebracht waren und so erst am Ende der Strukturierung gebrochen werden konnten. Die Meßaufbauten dazu, die auch für die folgenden präsentierten Messungen verwendet wurden, befinden sich in Abschnitt 3.2. Dort sind auch die Meßaufbauten für die verwendeten Hochfrequenzmessungen aufgeführt.

Die schließlich in dieser Arbeit präsentierten Meßergebnisse wurden an drei verschiedenen Proben durchgeführt, die der folgenden Nomenklatur folgen:

Erster Teil: Substratnummer.

Zweiter Teil: Bezeichnung der Dosis und der Kanalgeometrie durch die römischen Ziffern I und II.

Dritter Teil: Bezeichnung der verschiedenen Proben auf dem gleichen Substratmaterial mit kleinen Buchstaben von a bis d.

In Tabelle 4.1 ist die Bedeutung der römischen Ziffern I und II erläutert. Die in den

	Ionenstrahlstrom	QPK-Länge	QPK-Breite
I	18pA	2 μ m	1 μ m
II	16pA	1 μ m	1 μ m

Tabelle 4.1.: Bedeutung der römischen Ziffern in der Probenbezeichnung.

folgenden Abschnitten untersuchten Proben sind die Probe *1107.I.d*, *1107.II.b* und *1107.II.c*. Die Auswahl dieser Proben war vielmehr durch das Funktionieren der jeweiligen Probe als durch den Vergleich der verschiedenen Kanallängen motiviert. Dieser Vergleich wäre sicherlich interessant gewesen, brachte aber in unseren Experimenten kein Ergebnis, da die Experimente mit der beidseitigen Modulationstechnik nur an II.x Proben durchgeführt werden konnte, also an Proben mit einer Kanallänge von 1 μ m.

Die Messungen fanden, falls nicht anders beschrieben, immer bei der Temperatur von flüssigem Helium (4,2K) statt (die Messungen wurden in einem Heliumbehälter durchgeführt, die Ankopplung der Probe an das Helium geschah durch eine dünne Heliumatmosphäre — Koppelgas — in dem Probenhalter). Tiefere Temperaturen wären wünschenswert gewesen, insbesondere für die Messung der QPK-Kennlinie, konnten

aber aus technischen Gründen der Hochfrequenzanforderungen an die Probenaufnahme nicht durchgeführt werden. Für die Verwendung in unserem Mischkryostaten hätte man die funktionierende Probe aus der bisherigen Probenaufnahme herauslösen und in eine neue Probenaufnahme einkleben müssen. Dieser Prozeß hätte die empfindlichen IDT-Strukturen mit größter Wahrscheinlichkeit zerstört. Ein Einbau in den Mischkryostaten von vornherein wäre auf Grund des zeitaufwendigen Herstellungsprozesses bis zu einer funktionierenden Probe auch nicht lohnend gewesen.

Bezüglich der verschiedenen Resonanzfrequenzen der interdigitalen Schallwandler, die in den Messungen erwähnt oder eingetragen sind, soll noch folgendes gesagt werden. Die Herstellung der IDT erfolgte stets mit den gleichen Parametern und dem gleichen Rasterelektronenmikroskop (REM). Die Streuung der Resonanzfrequenzen um einige MHz resultiert alleine durch minimale Schwankungen beim Betrieb des REM. Dies zeigt wie schwierig eine zusätzliche Hochfrequenzanpassung durch z.B. eine Spule wäre, da diese erstens sehr schmalbandig ist und zweitens nicht so exakt berechnet und hergestellt werden kann. Kommt jetzt eine kleine Unsicherheit bei der Resonanzfrequenz der IDT hinzu, so gestaltet sich das Problem äußerst schwierig. Darüberhinaus läßt sich durch Verändern der Anregungsfrequenz innerhalb des Resonanzbandes des IDT (im Bereich von 0,1MHz) die Minima und Maxima der SAW Amplitude innerhalb des QPK verschieben. Dadurch konnten entweder schlechte oder günstige Voraussetzungen für *ac* durch den QPK geschaffen werden.

Desweiteren ist die Resonanzfrequenz der IDT stark temperaturabhängig, wie dies bei einigen Messungen in Abschnitt 4.3.2 deutlich wird. Diese Frequenzverschiebung hängt mit der Veränderung der Kristalleigenschaften — also mit der Schallgeschwindigkeit des Kristalls — zusammen. Bei dem Betrieb der IDT sollte dieser Umstand besonders beachtet werden, da je nach Betriebsart des IDT — kontinuierlich, schnell gepulst usw. — sich die Resonanzfrequenz durch Aufwärmen mehr oder weniger verschiebt.

Die erste Messung an den Proben war stets eine Überprüfung der „Dichtigkeit“ (Leckstrom) der lateralen Feldeffektelektroden. Dazu wurde eine Spannung an die Feldeffektelektrode über einen $1M\Omega$ Widerstand angelegt und der Spannungsabfall an dem Widerstand abhängig von der angelegten Feldeffektspannung gemessen. Exemplarisch soll hier eine Messung gezeigt werden, die für die anderen verwendeten Proben ähnlich aussieht. Sie zeigt das die implantierten Barrieren bei den relevanten Feldeffektspannungen keinen Leckstrom durchlassen. In Abbildung 4.11 zeigt sich für Probe *1107.II.b* durchschnittlich ein konstanter Spannungsabfall von $2\mu V$ bis $3\mu V$ an dem Testwiderstand, unabhängig von der Feldeffektspannung. Man kann also feststellen, daß bis zu relevanten Feldeffektspannungen von $-2V$ die lateralen Feldeffektelektroden praktisch keinen Leckstrom besitzen.

In den folgenden Abschnitten sollen nun die Untersuchungen an den drei verschiedenen Proben präsentiert werden.

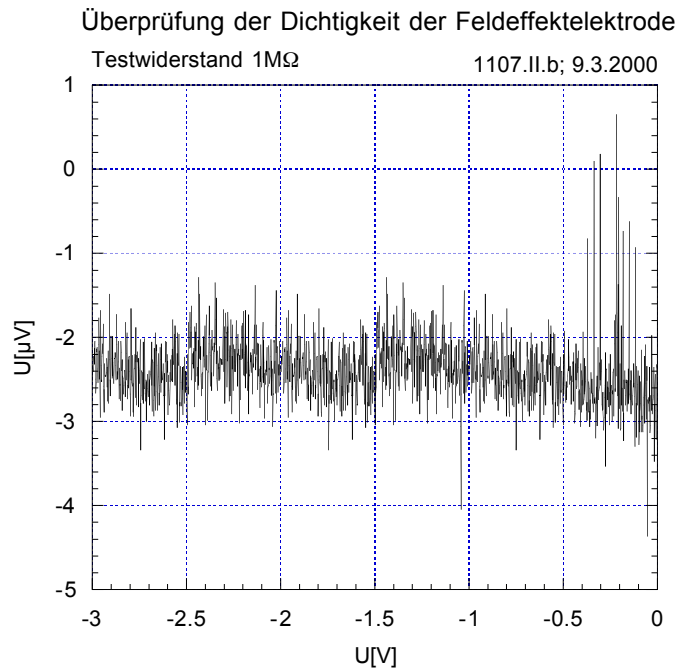


Abbildung 4.11.: Überprüfung der Leckstromrate der Feldeffektelektroden. Hier exemplarisch Probe *1107.II.b*.

4.3.1. Einseitige Modulationsanregung der SAW

In diesem Abschnitt soll auf die anfänglich verwendete Meßmethode und deren Schwächen eingegangen werden. Der verwendete Meßaufbau ist der Abbildung 3.5 zu entnehmen und wird im dortigen Text näher erläutert. Die wesentlichen Punkte des Aufbaus sind die modulierte Anregung der SAW und die Verwendung eines einzigen IDT zur Anregung (einseitige Modulationsanregung).

Untersuchung der Probe 1107.I.d

Vor den Hochfrequenzexperimenten wurde die Probe zunächst hinsichtlich der Feldeffekt-Charakteristik und der Strom–Spannungs Kennlinien untersucht. Die Meßaufbauten dafür sind in der Abbildung 3.4 dargestellt. Da die Temperatur für unsere Experimente auf 4,2K beschränkt war, konnte man den QPK nicht notwendiger Weise direkt durch die Leitwertquantisierung nachweisen. In Abbildung 4.12 ist eine Leitwertmessung der Charakteristik dargestellt. Man erkennt sofort die Irreversibilität der Messung, nachdem die Probe vor der Messung einmal beleuchtet wurde². D.h. wird die Feldeffektspannung einmal von 0V auf eine beliebige Spannung betragsmäßig

²In den folgenden Graphen der Messungen ist deshalb die Meßrichtung jeweils durch einen Pfeil indiziert, wenn beide Meßrichtungen dargestellt sind. Ist nur eine Messung abgebildet, so ist die Meßrichtung immer von positiven zu negativen Feldeffektspannungen

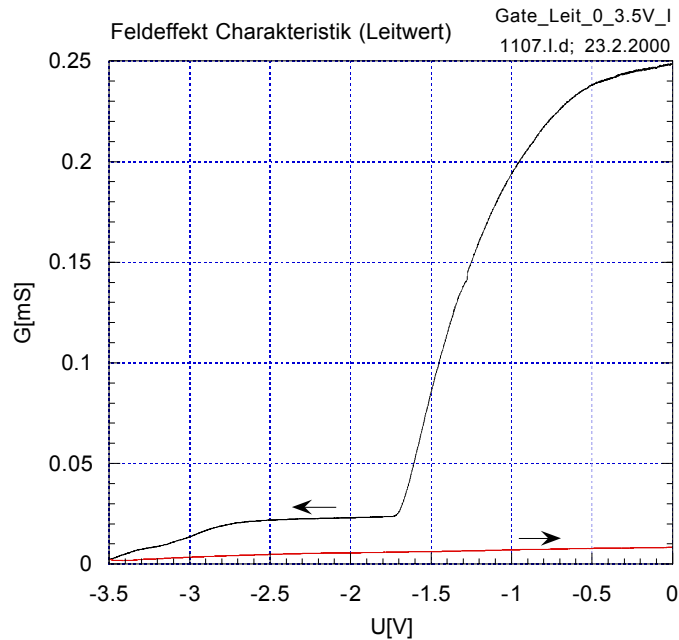


Abbildung 4.12.: Feldeffekt-Charakteristik (Leitwert) von Probe *1107.I.d.* Die Messung ist irreversibel, wie die zweite Messung, die direkt im Anschluß in anderer Meßrichtung erfolgte, zeigt.

erhöht und dann wieder erniedrigt, so verhält sich der Leitwert des QPK bei der Erniedrigung der Feldeffektspannung anders. Beleuchtet man die Probe kurz mit einer Infrarot-LED, so läßt sich die Messung wieder reproduzieren. Da dieses Verhalten nur von der Feldeffektspannung und der Beleuchtung abhängt, läßt sich vermuten, daß in dem Bereich des QPK-Kanals Ladungsträger durch die implantierte Gallium-Barriere lokalisiert werden. Beim Erniedrigen der Feldeffektspannung bleibt somit das negative Feld aufrecht erhalten. Als Folge sollte vor jeder Messung, bei der die Feldeffektspannung verändert wird, die Probe beleuchtet werden.

Die Messung zeigt unabhängig von der Leitwertquantisierung den typischen Verlauf für einen QPK. Bei betragsmäßiger Erhöhung der Feldeffektspannung kommt es zunächst zum „Einsatz“ des QPK, bei dem sich der quasi-eindimensionale Kanal bildet und anschließend zu einem linearen Abfall des Leitwertes bis zu dem Punkt an dem das letzte Subband nicht mehr besetzt ist und der QPK abschnürt (Pinch-Off). Die Abschnürspannung (Threshold) liegt — nach Berücksichtigung des Anfangswiderstandes — bei etwa $-1,6\text{V}$, also wenn der Leitwert $0,059\text{mS}$ beträgt. Bei etwa $-1,7\text{V}$ macht die Kurve einen Knick und es tritt eine Sättigung des Leitwertes ein, die sich etwa bei einem Widerstand von $50\text{k}\Omega$ befindet. Dies deutet auf eine Parallellleitfähigkeit hin, die sich durch die lateralen Feldeffektelektroden zunächst nicht verarmen läßt. Bei weiterer Erhöhung der Feldeffektspannung (ca. $-3,0\text{V}$ bis $-3,5\text{V}$) läßt sich dann auch die Parallellleitfähigkeit verarmen. Diese Leitfähigkeit der Probe sollte aber für die hier

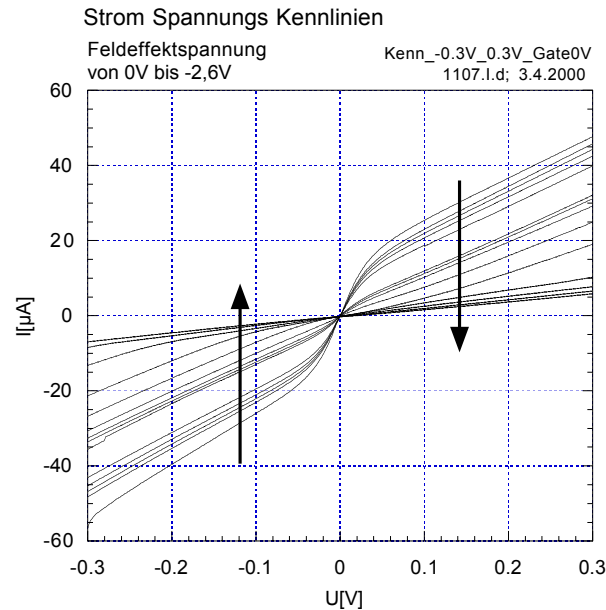


Abbildung 4.13.: Strom Spannungs Kennlinien der Probe 1107.I.d. Die Pfeile zeigen die Richtung zu betragsmäßig höheren Feldeffektspannungen von 0V bis -2,6V in 0,2V Schritten.

gemachten Experimente im Hinblick auf den quantisierten Stromtransport kein Problem darstellen, da hier der ac gemessen werden soll. Die Paralleleitfähigkeit ist im Bereich des „Pinch-Off“ des QPK noch viel zu groß, als das eine Wechselwirkung zwischen der SAW und dem leitfähigen Elektronensystem stattfinden könnte. Allerdings sollte sich etwas anderes beobachten lassen. Bei weiterer betragsmäßiger Erhöhung der Feldeffektspannung, sollte der ac , nachdem er auf Null gegangen ist, wieder ansteigen, da jetzt auch die Paralleleitfähigkeit verarmt wird und in den Bereich der kritischen Leitfähigkeit kommt. Genau dies kann, abhängig von der Probe, teilweise beobachtet werden (siehe dazu z.B. Abb. 4.28).

Eine weitere Überprüfung des QPK erfolgte durch Aufnahme der Strom-Spannungs Kennlinien des QPK. Dazu wurde, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, der Strom durch den QPK abhängig von der anliegenden Spannung jeweils für verschiedene Feldeffektspannungen gemessen. In dem Graphen 4.13 sind die Kennlinien für Feldeffektspannungen von 0V bis -2,6V in Schritten von 0,2V aufgetragen. Zu erkennen ist das typische nicht lineare Strom Spannungs Verhalten eines QPK, daß für höhere Vorwärtsspannungen nicht in Sättigung geht. Der fast lineare Verlauf der Kennlinie für höhere Feldeffektspannungen belegt noch einmal die dort vorhandene Paralleleitfähigkeit.

Zusammengefaßt kann festgestellt werden, daß der QPK bei einer Feldeffektspannung von etwa -1,6V in den „Pinch-Off“ geht, die Anordnung aber bei dieser Spannung

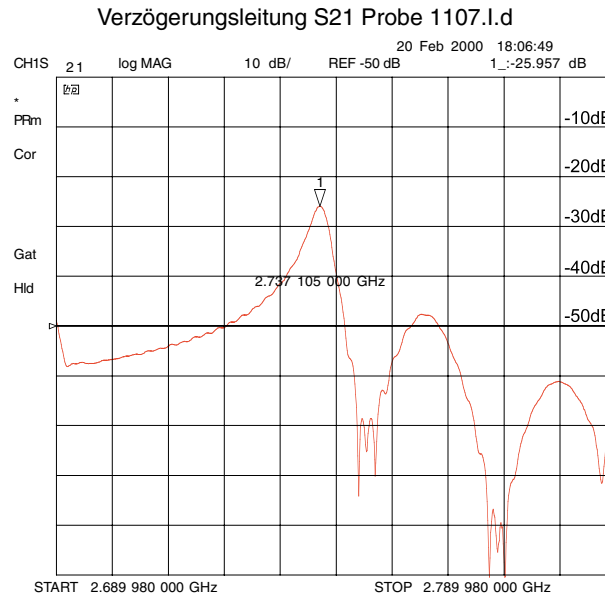


Abbildung 4.14.: Transmission der Probe *1107.I.d.* Die Messung zeigt für die fertig strukturierte Probe eine Transmissionsdämpfung von 26dB und eine Resonanzfrequenz von 2,737GHz bei Raumtemperatur.

noch eine Paralleleitfähigkeit besitzt. Darüberhinaus läßt sich die Feldeffektspannung nicht reversibel durchführen, so daß vor jeder Messung neu mit einer Infrarot-LED beleuchtet werden muß.

Zur Charakterisierung der Probe gehört selbstverständlich auch die Überprüfung der auf die Probe aufbrachten IDT. Dazu wurde die fertige Probe noch bei Raumtemperatur mit dem Netzwerkanalysator bezüglich der Transmission der gefertigten Verzögerungsleitung gemessen. In Abbildung 4.14 ist diese Messung an Probe *1107.I.d* dargestellt. Die Probe zeigt mit 26dB Transmissionsdämpfung bei Raumtemperatur hervorragende Hochfrequenzeigenschaften, wobei 10% der elektromagnetischen Leistung in akustische Leistung umgewandelt werden.

Die nun folgenden Messungen sind mit dem Meßaufbau aus Abbildung 3.5 durchgeführt worden, bei dem die SAW durch den phasensensitiven Verstärker moduliert einseitig angeregt wird. Als erstes Experiment erfolgte eine frequenzabhängige Messung des *ac*. Diese Messung ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß die Messung von einer dominanten Überstruktur geprägt ist, die den *ac* überlagert. Der Strom, der bei der Resonanzfrequenz auftritt, ist außerdem auch kleiner als Ströme, die bei anderen Frequenzen gemessen werden. Diese Ströme bei anderen Frequenzen zeigen auch eine größere Bandbreite, d.h. diese Ströme fließen über einen weiten Frequenzbereich, im Gegensatz zu dem Strom an der Resonanzfrequenz des IDT oder an dessen Nebenmaxima. Eine Messung wie sie hier zu erwarten wäre ist in

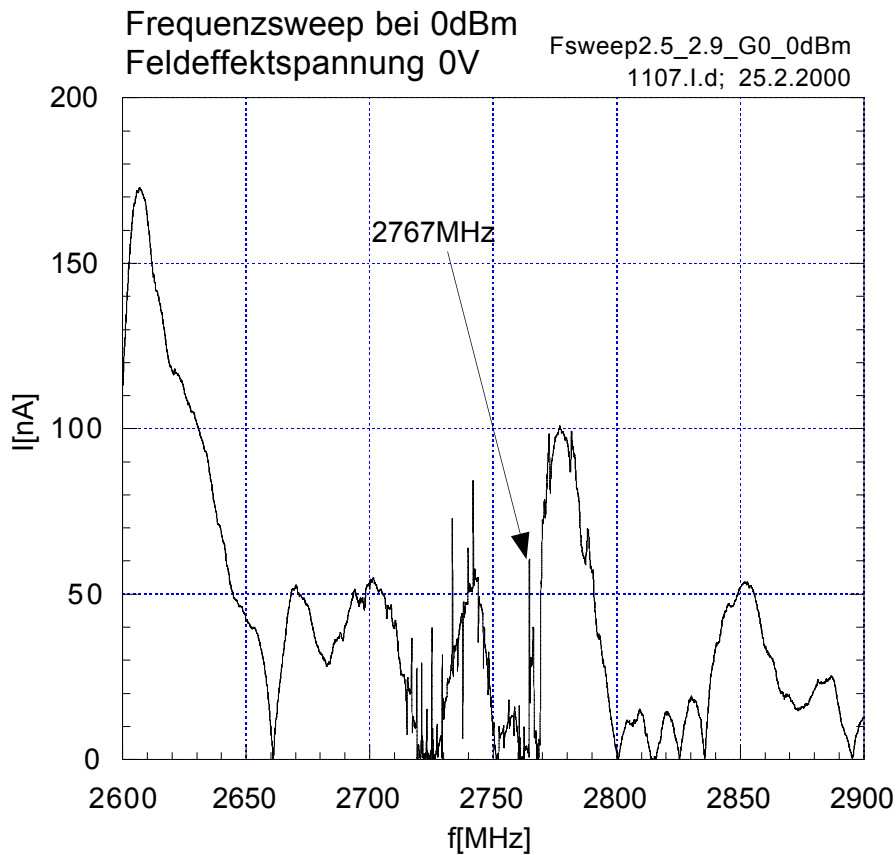


Abbildung 4.15.: Frequenzabhängige Messung des ac an Probe 1107.I.d. Der ac an der Resonanzfrequenz des IDT ist in dieser Messung kaum herauszulesen. Die gesamte Messung ist überdeckt von einer großen Überstruktur mit verschiedenen Spitzen. Der Pfeil zeigt, wo sich die Resonanzfrequenz befindet.

Abb. 4.21 zu sehen. Woher kommen diese Beiträge des gemessenen Stroms? Um von dem phasensensitiven Verstärker erfaßt zu werden, muß es einen Strombeitrag geben, der mit der Modulationsfrequenz behaftet ist. Hierzu kommen folgende Möglichkeiten in Betracht:

- Das Übersprechsignal, welches sich vom Sendeschallwandler löst, wird an der Probe gleichgerichtet und als gepulstes DC-Signal vom Verstärker nachgewiesen.
- Die Probe heizt sich, abhängig von der Dissonanz des Signals, unterschiedlich stark durch die absorbierte Leistung des Hochfrequenzsignals einseitig auf. Die dadurch vermittelte Thermospannung besitzt die gleich Modulation wie die eingesperte Hochfrequenzwelle und wird somit durch den Verstärker nachgewiesen.

Welche der beiden Varianten nun in der Messung den Strom hervorruft, läßt sich so

nicht konkret beantworten. Gegen das Übersprechsignal spricht allerdings, daß das mit dem Netzwerkanalysator gemessene Übersprechen in der verwendeten Probenaufnahme nicht größer ist als das empfangene akustische Signal der SAW. Damit fiel unsere erste Vermutung auf den Aufheizeffekt, die sich dann auch bestätigte (siehe Abb. 4.21).

Trotzdem wurden mit dieser Meßmethode feldeffektabhängige Messungen durchgeführt, die hier im folgenden präsentiert werden sollen. In Abbildung 4.16 ist eine solche Messung für Hochfrequenzleistungen von 0dBm bis -5dBm abgebildet. Die Feldeffektspannung wurde jeweils von 0V bis -1,68V durchgeföhren. Bei 0V Verarmungsspannung zeigt sich bei diesen Messungen schon ein großer Strom, was nicht zu erwarten wäre, da die Leitfähigkeit in dem QPK noch zu hoch ist um eine signifikante Wechselwirkung des Elektronensystems mit der SAW zu haben (siehe Abb. 2.25). Dieser Strom bei 0V ist ein weiterer Hinweis, daß es noch eine andere „Stromquelle“ außer den *ac* geben muß. Der weitere Verlauf der Kurven ist dann erwartungsgemäß, bei betragsmäßiger Erhöhung der Feldeffektspannung erhöht sich der gemessene Strom, da nun zunehmend die Leitfähigkeit des QPK reduziert wird und dadurch die Wechselwirkung der SAW mit dem Elektronensystem zunimmt. Ist dann σ_m erreicht nimmt die Wechselwirkung wieder ab und der Strom fällt bis auf Null. Dies belegt, daß die Paralleleitfähigkeit in der Nähe der „Pinch-Off“ Spannung zu groß ist um eine Wechselwirkung der Elektronen mit der SAW zu beobachten. Auf Grund des Anfangsstroms beobachtet man in dieser Messung aber sicherlich zwei kombinierte Aspekte. Der Anfangsstrom, der unserer Interpretation nach durch eine Thermospannung hervorgerufen wird, addiert sich mit dem *ac* und fällt mit diesem im gleichen Maße gegen Null, wenn der Leitwert des QPK abnimmt und abschnürt.

In Abbildung 4.17 sind die Graphen für die Leistungen von -10dBm bis -23dBm dargestellt. In diesem Leistungsbereich verhalten sich die Messungen anders. Der auf Grund der kleineren Leistung wesentlich geringer gewordene Effekt des Aufheizens kommt dadurch zum Ausdruck, daß sich jetzt die Ströme in einem anderen Größenordnungsbereich bewegen (0nA bis 15nA). Der beobachtete Strom nimmt nun anfangs zunächst ab, dann treten einige Oszillationen im *ac* auf (ab Leistungen von -15dBm) bevor er auf Null abfällt. Das Verhalten des *ac* in diesem Feldeffektspannungsbereich bei geringer Anregungsleistung läßt sich nicht eindeutig einordnen. Zunächst könnte es sich um die durch die Theorie von Gurevich, Bø und Maaø [Gurevich 96, Bø 97, Maaø97] vorhergesagten und auch bei Shilton gesehenen [Shilton 96a] Oszillationen handeln, wie sie in Kapitel 2.4.4 auf Seite 62 beschrieben sind. Demzufolge müßten die Oszillationen mit dem Auftreten der quantisierten Leitwerte des QPK zusammenfallen. Dieser Vergleich läßt sich bei dieser Probe aber nicht durchführen, da hier bei 4,2K in der Leitwertmessung keine quantisierten Leitwerte beobachtet wurden. Das Auftreten der Oszillationen könnte trotzdem auf diesen Effekt zurückzuführen sein. Dies würde bedeuten, daß die 1D-Subbandstruktur in den *ac*-Messungen aufgelöst werden kann, während sie in den Leitwertmessungen nicht aufgelöst wird. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so erklärt sich auch das Verschwin-

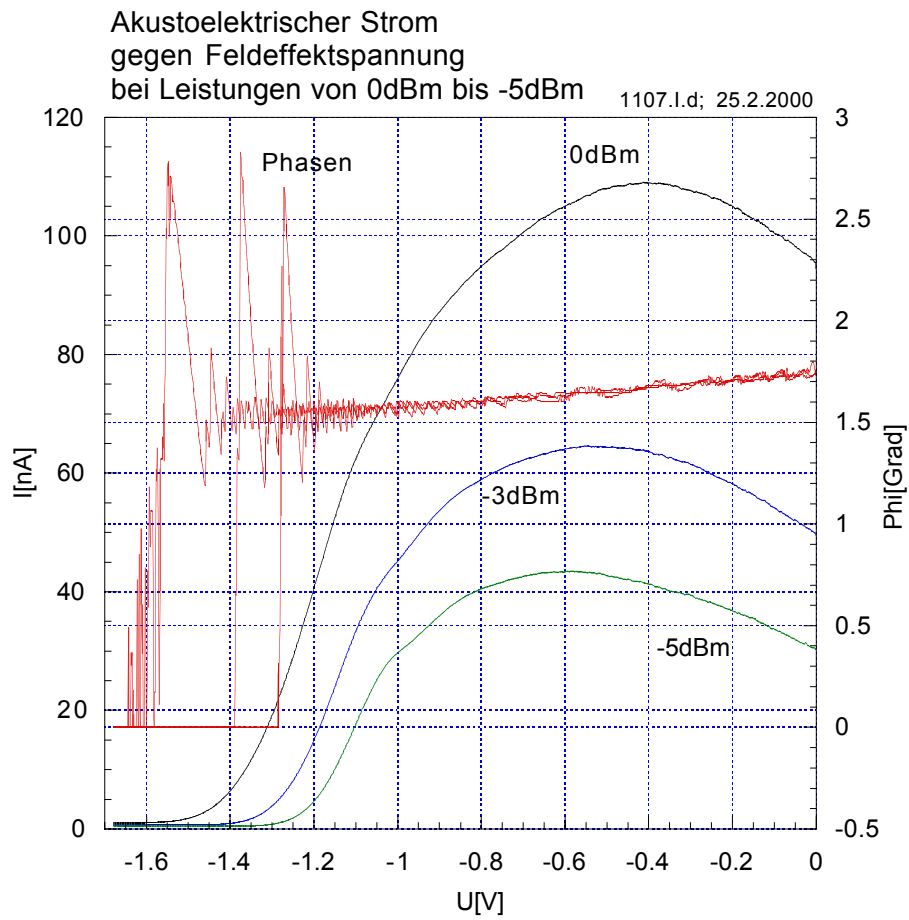


Abbildung 4.16.: Feldeffektabhängige Messung von 0dBm bis -5dBm an Probe 1107.I.d.

den der Oszillationen bei höheren Leistungen, wegen der nun stärkeren Erwärmung des 2DES, welche die Auflösung der 1D-Subbänder verhindert. Nach Bø [Bø 97] wird die Größe und Form der Oszillationen von Störpotentialen innerhalb des QPK-Kanals beeinflusst, da diese erst das Auftreten des ac unterhalb der Abschneidefrequenz ω_g (s. Gl. 2.76) ermöglichen. Dies würde auch die leichten Veränderung der Oszillationen in Form und Größe nach einem erneuten Abkühlzyklus der Probe erklären, da sich die Störstellenverteilung jeweils ändert.

Da der eindeutige Nachweis dazu ausbleibt, kommen noch andere Effekte in Frage, die die Oszillationen auch erklären würden. Betrachtet man die gleichzeitig aufgenommene Phase (gestrichelte Linie) des gemessenen Signals in den Abbildungen 4.17 (b), (c) und (d), so stellt man eine Korrelation zwischen der Phasendrehung und der Veränderung des ac fest. Die Phasendrehung ist allerdings nur sehr gering (zwischen $0,5^\circ$ und $1,5^\circ$), ist aber ein Hinweis auf eine sich ändernde Zeitkonstante im QPK-System. Dies läßt wiederum, zusammen mit der Veränderung der Oszillationen zum nächsten Abkühlzyklus, auf verschiedene Mechanismen schließen. Zum einen wäre eine oszillatorisch abhängige Veränderung des selbstkonsistenten Potentials des QPK von der Feldeffektspannung naheliegend. Dies könnte durch Oberflächenzustände oder einem „Pinning“ der Fermienergie durch Störstellen geschehen. Dadurch würde entweder das SAW-Potential oder das Feldeffektpotential unterschiedlich abgeschirmt werden. Wahrscheinlicher wäre aber der Einfluß der schon gezeigten Paralleleitfähigkeit über die Feldeffektelektroden der Probe. Diese würde eine Veränderung der Zeitkonstanten des Systems hervorrufen. Nimmt man noch an, daß bei Erhöhung der Feldeffektspannung jetzt durch Umladeeffekte der Einfluß der Paralleleitfähigkeit periodisch verändert wird, so erklärt dies auch die Oszillationen im ac . Dieser Ansatz erklärt aber nicht das Verschwinden der Oszillationen bei Verwendung höherer Anregungsleistungen, so daß der erste Erklärungsansatz favorisiert wird.

Bezüglich der Spannung, bei der der ac auf Null abfällt — welche mit der „Pinch-Off“-Spannung zu identifizieren ist —, läßt sich feststellen, daß sie betragsmäßig immer höher wird, je höher die verwendete Hochfrequenzleistung ist. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da das QPK-Potential bei höheren Leistungen der SAW stärker moduliert wird und somit das Abschnürverhalten des QPK in Richtung betragsmäßig höhere Feldeffektspannungen verändert wird. Es ist also generell zu beobachten — auch in den folgenden Messungen —, daß sich die „Pinch-Off“-Spannung des QPK in der Situation einer inaktiven oder einer aktiver SAW unterscheidet. Um das Abschnürverhalten des QPK direkt vergleichen zu können wurde in den folgenden Messungen der Leitwert gleichzeitig mit der Hochfrequenzmessung aufgenommen.

In allen diesen einseitigen Modulationsmessungen, die auch mit anderen Modulationstechniken durchgeführt worden sind³, konnte keine Quantisierung des Stroms im Bereich des „Pinch-Off“ festgestellt werden. Deswegen wurde nach einer anderen Meßmethode gesucht, mit der das einseitige Aufheizen der Probe vermieden werden

³Z.B. Rechteckmodulation mit einem Funktionsgenerator usw.

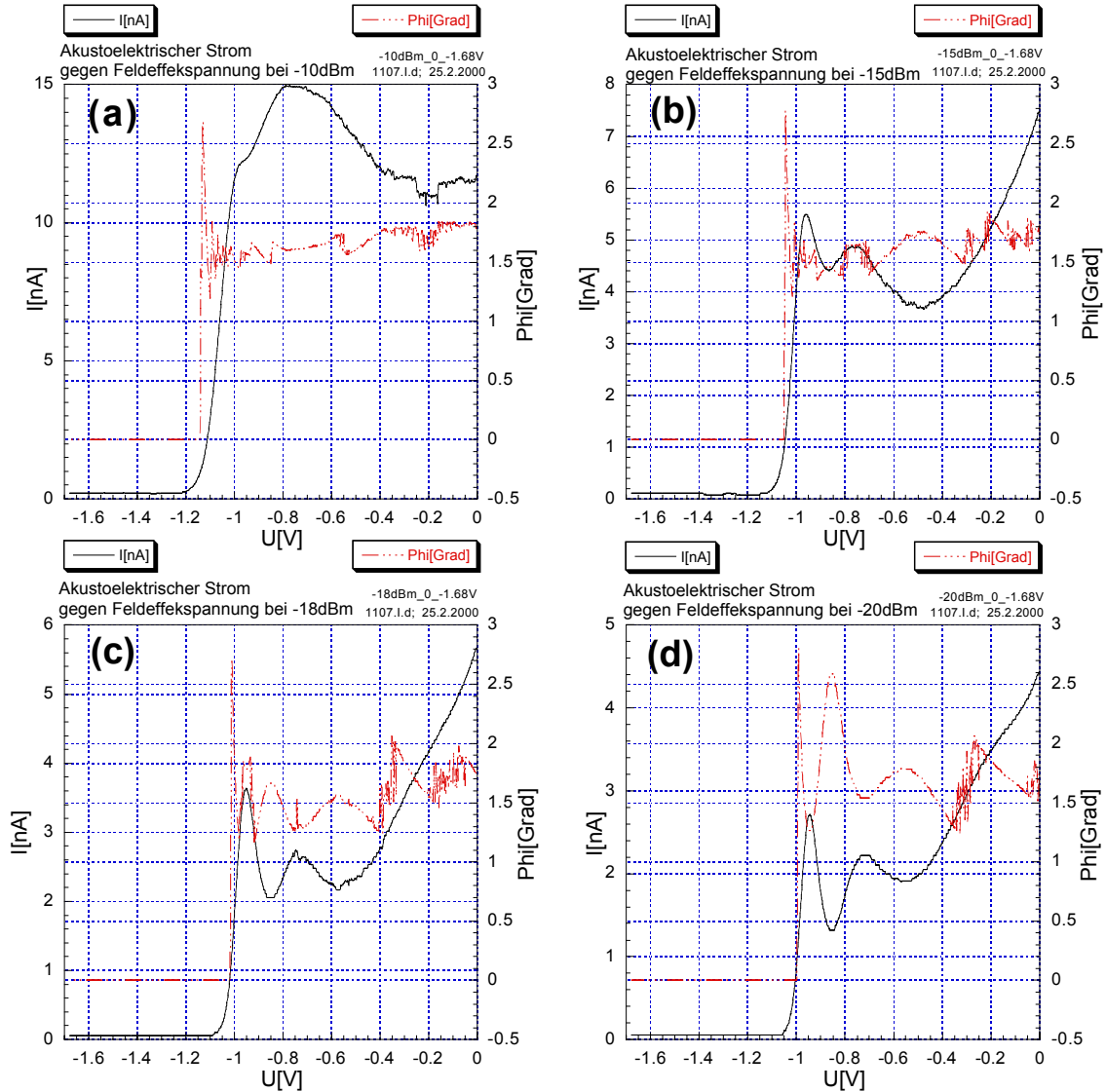


Abbildung 4.17.: Feldeffektabhängige Messung von -10dBm (a) bis -23dBm (d) an Probe *1107.I.d.* Ab Leistungen ≤ -15 dBm tritt in der Messung des *ac* ein oszillatorisches Verhalten auf ((b) bis (d)). Diese Oszillationen sind korreliert mit der gleichzeitig gemessenen Phase (gestrichelte Linie).

konnte. Die Ergebnisse hierzu sollen im folgenden präsentiert werden.

4.3.2. Beidseitige Modulationsanregung der SAW

In diesem Abschnitt werden die Hochfrequenzmessungen unter Verwendung des Meßaufbaus aus Abbildung 3.6 durchgeführt. Der wesentliche Unterschied ist die abwechselnde Anregung einer SAW durch die beiden IDT auf der Probe. Dadurch erreicht man ein gleichmäßiges Aufwärmen der Probe auf beiden Seiten des QPK, so daß kein Temperaturgradient über den QPK entstehen kann. Durch die wechselseitige Anregung der SAW generiert man einen akustoelektrischen AC-Strom durch den QPK, den der phasensensitive Verstärker detektieren kann. Gleichzeitig wird in diesem Aufbau der Leitwert des QPK auf einer anderen Modulationsfrequenz gemessen, um das Verhalten des QPK-Leitwertes bei gleichzeitig angeregter SAW aufnehmen zu können.

Untersuchung der Probe 1107.II.b

Zunächst wird die Probe wieder hinsichtlich der Feldeffekt-Charakteristik, der Strom Spannungs Kennlinien und der Eigenschaften der aufgebrachten IDT untersucht. In Abbildung 4.18 ist der Ausschnitt der Leitwertmessung des QPK dargestellt. Die Charakteristik verhält sich genauso wie die der vorherigen Probe in Abbildung 4.12, auch die Irreversibilität der Leitwertmessung ist hier zu beobachten (hier aber nicht aufgetragen). Interessanter ist jedoch, daß in der Messung die Leitwertquantisierungen des QPK andeutungsweise zu erkennen sind.

Zusammen mit den Kennlinien in Abbildung 4.19 zeigt sich auch in dieser Probe das typische Verhalten eines QPK. Wie zuvor zeigt sich aber wieder eine Parallelleitfähigkeit, nachdem der QPK in den „Pinch-Off“ gegangen ist. Der Leckstrom der Feldeffektelektroden wurde hier ebenfalls überprüft und es zeigt sich, daß auch in dieser Probe über einen weiten Feldeffektspannungsbereich kein signifikanter Leckstrom fließt. Die Messung dazu ist ähnlich zur Messung in Abbildung 4.11.

Die Transmissionseigenschaften der auf die Probe aufgebrachten Verzögerungsleitung bei Raumtemperatur ist in Abbildung 4.20 illustriert. Diese Probe zeigt ebenfalls hervorragende Hochfrequenzeigenschaften, auch wenn die Transmission um 1,3dB geringer ist als bei der vorigen Probe.

Zur Überprüfung des ac wurde zuerst wieder eine frequenzabhängige Messung des akustoelektrischen Stroms durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Es ist nun deutlich zu erkennen, daß der gemessene Strom an der Resonanzfrequenz von 2,7579GHz des IDT dominiert. Die zu erkennenden Nebenmaxima kommen von stabilen reflektierten Moden zwischen dem Sende- und Empfangsschallwandler, wie sie bei Normalfingerwandlern (siehe hierzu Abb. 2.17 auf Seite 47) immer entstehen. Diese Reflexionen sind auch in der Transmissionsmessung mit dem Netzwerkanalysator in Abbildung 4.20 an der linken Flanke des Maximums als oszillatorische Überstruktur zu erkennen. Es läßt sich also feststellen, daß eine deutliche Verbesserung gegenüber

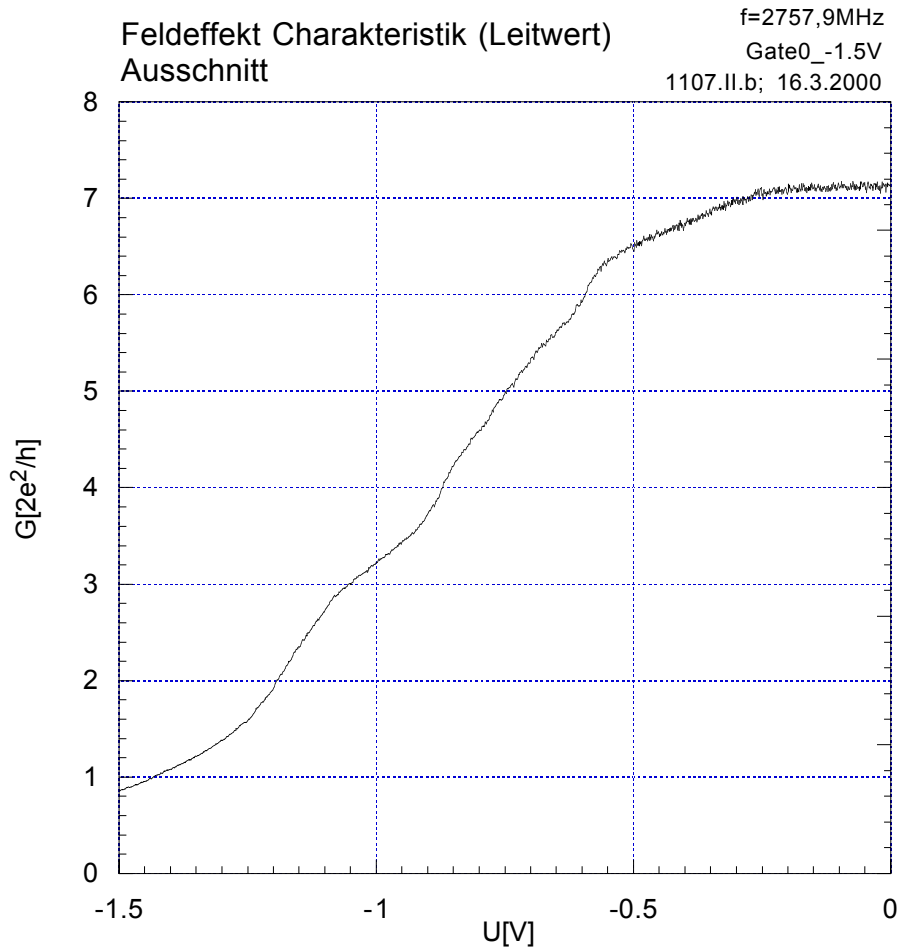


Abbildung 4.18.: Feldeffekt-Charakteristik (Leitwert) von Probe *1107.IIb*. Der Leitwert ist hier in Einheiten von $2e^2/h$ (mit Berücksichtigung des Anfangswiderstandes in der Messung) aufgetragen. Die waagrechten Linien entsprechen in dem Graph jeweils ganzzahligen Vielfachen der QPK Leitwertquantisierung. Wie in der Abbildung zu erkennen deuten sich bei dieser Probe die Leitwertquantisierungen des QPK an.

4. Experimentelle Ergebnisse

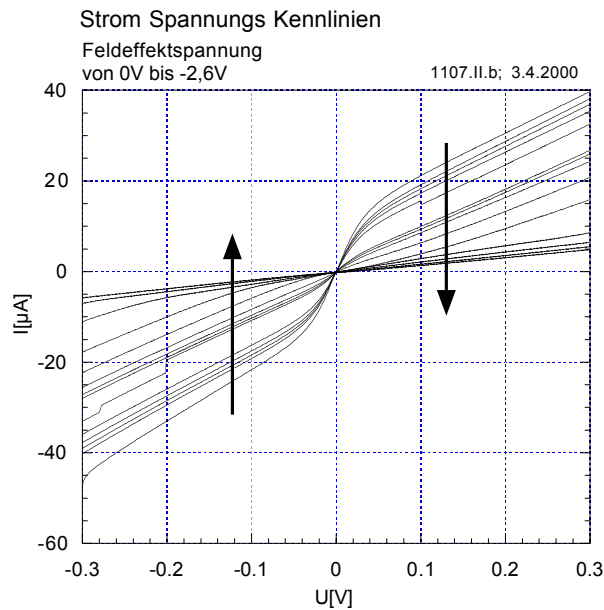


Abbildung 4.19.: Strom Spannungs Kennlinien der Probe *1107.II.b*. Die Pfeile zeigen die Richtung zu betragsmäßig höheren Feldeffektspannungen von 0V bis -2,6V in 0,2V Schritten.

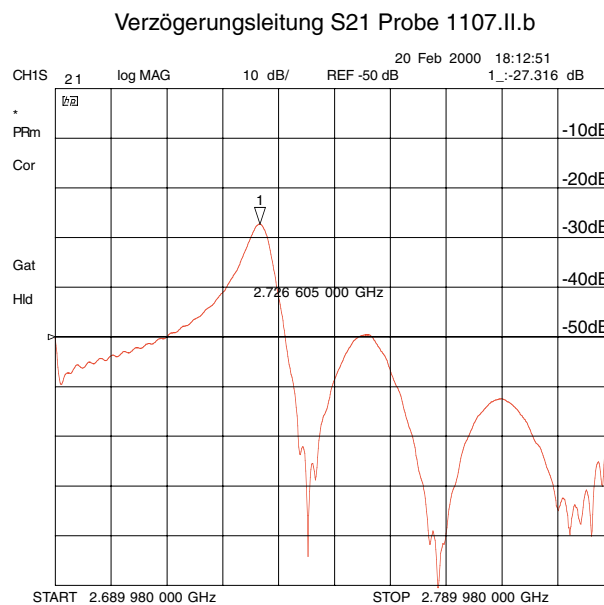


Abbildung 4.20.: Transmission der Probe *1107.II.b*. Die fertig strukturierte Probe besitzt eine Transmissionsdämpfung von 27,3dB an der Resonanzfrequenz von 2,727GHz bei Raumtemperatur.

der zuvor benutzten Meßmethode erreicht worden ist. Das durch den phasensensitiven Verstärker detektierte Signal bei der Resonanzfrequenz des IDT ist jetzt eindeutig ein akustoelektrischer Strom. Bei dieser Probe wurden die Hochfrequenzmessungen abhängig von der Temperatur bei 300K, 77K und 4,2K durchgeführt. Die frequenzabhängigen Messungen bei 300K und 77K sind in Abbildung 4.22 zu sehen. Zusammen mit Abbildung 4.21 erkennt man die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz des IDT. Der maximale ac tritt bei 300K schon bei einer Frequenz von 2,7284GHz auf, während die Resonanzfrequenz bei 77K bei 2,7538GHz und bei 4,2K bei 2,7579GHz liegt. Schön zu beobachten ist außerdem die Verschmälerung der Resonanzbandbreite des IDT mit abnehmender Temperatur. Desweiteren fallen die Unterschiede im maximalen zu beobachtenden Strom auf. Alle diese Messungen fanden bei 0V Feldeffektspannung statt, so daß grundsätzlich ein kleiner Strom erwartet wird, wie man es auch bei allen drei Temperaturen beobachtet. Die hier festzustellenden Differenzen zwischen den Messungen von etwa 0,5nA (300K), 16nA (77K) und 5nA (4,2K) können nicht vergleichend interpretiert werden, da die absolute Größe des ac zwischen verschiedenen Abkühlzyklen nicht reproduzierbar war, qualitativ ließen sich dagegen sämtliche Ergebnisse sehr gut reproduzieren. Insofern ist ein absoluter Vergleich des ac während des Abkühlens bei verschiedenen Temperaturen auch nicht sinnvoll. Das die Absolutwerte des ac nach einem erneuten Abkühlzyklus nicht reproduziert werden konnten, weist darauf hin, daß die Wechselwirkungsstärke der SAW mit dem Elektronensystem im QPK-Kanal sich jedesmal änderte. Durch die bestehende Paralleleitfähigkeit über die Feldeffektelektroden der Probe, existiert ein paralleler leitfähiger Kanal, dessen Leitfähigkeit sich bei jedem Abkühlzyklus ändert. Die Abschirmung des begleitenden piezoelektrischen Feldes der SAW durch die Paralleleitfähigkeit beeinflußt die Stärke der Wechselwirkung der SAW mit dem Elektronensystem im QPK. Diese Abschirmung der elektrischen Felder einer SAW durch eine existierende Paralleleitfähigkeit wurde auch von J. Scriba [Scriba 88] bei der Durchführung von Transmissionsexperimenten mit Oberflächenwellen gesehen (vgl. auch Kap. 2.4.3).

Im folgenden sollen zunächst die Messungen bei 300K und im Anschluß die Messungen bei 77K sowie 4,2K präsentiert werden. In Abbildung 4.23 sind feldeffektabhängige Messungen des ac und gleichzeitig aufgenommene Messungen des Leitwertes für verschiedene angelegte Hochfrequenzleistungen aufgetragen. Zuerst soll der Leitwert betrachtet werden. Der Leitwert bei 0V Feldeffektspannung ist mit 0,0175mS ($\equiv 57k\Omega$) schon relativ niedrig im Vergleich zu den Messungen bei tiefen Temperaturen. Dies läßt sich auf hohe Kontaktwiderstände, sowie auf einen höheren Widerstand des 2DES bei Raumtemperatur zurückführen. Weiterhin fällt auf, daß die Messungen bei Raumtemperatur reversibel sind, d.h. nun werden die Elektronen erwartungsgemäß nicht lokalisiert. Interessant ist die Beobachtung, daß die Leitwertcharakteristik der Probe von der angelegten Hochfrequenzleistung abhängt (vgl. Leitwertkurve (a) und (b) mit (c) und (d) in Abb. 4.23). Bei niedrigen Leistungen, wie in den Teilbildern (a) und

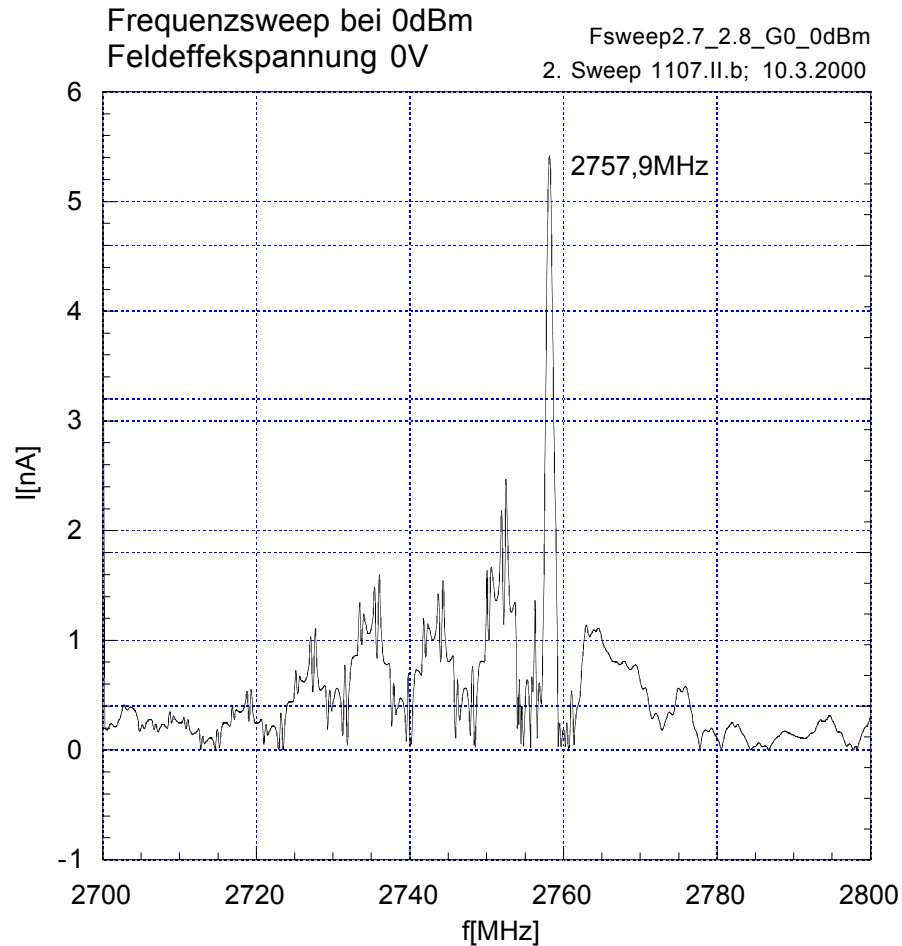


Abbildung 4.21.: Frequenzabhängige Messung des ac an Probe *1107.II.b*. In dieser Messung zeigt sich eindeutig ein akustoelektrischer Strom bei der Resonanzfrequenz von 2,7578GHz des IDT. Die scharfen periodischen Nebenmaxima kommen nun nicht von Aufheizeffekten sondern entsprechen den typischen stabilen reflektierten Moden zwischen Send- und Empfangsschallwandler.

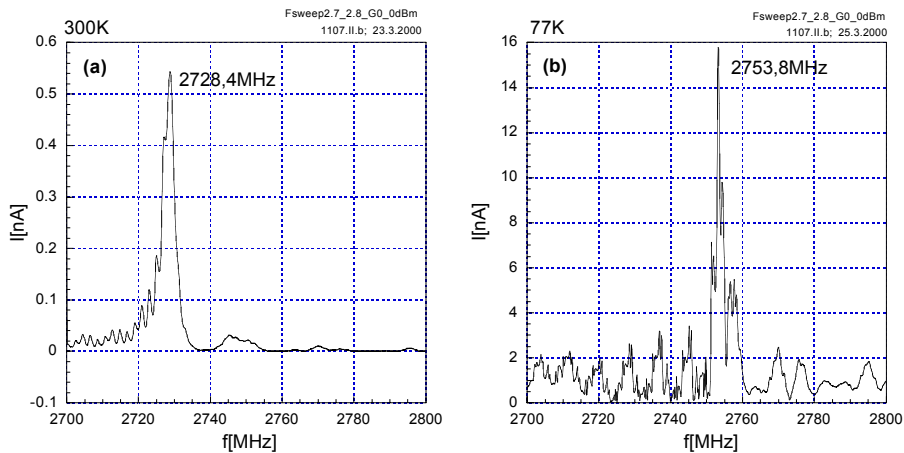


Abbildung 4.22.: Vergleich 300K und 77K der frequenzabhängigen Messung des ac . Messung (a) fand bei 300K und Messung (b) bei 77K statt.

(b), wird der Kanal bis zur angelegten Feldeffektspannung von $-2,5V$ nicht verarmt⁴. Dies ändert sich etwa bei Leistungen von 5dBm (Teilbild (c) und (d)). Abhängig von der Leistung setzt bei einer bestimmten Feldeffektspannung ein abruptes Verarmen der elektrischen Verbindung zwischen den beiden Elektronengasen ein. Der gemessene ac verhält sich erwartungsgemäß entsprechend des gemessenen Leitwertes. Bei 0V Feldeffektspannung besitzt die Verbindung eine hohen Leitwert und die Wechselwirkung zwischen SAW und Elektronensystem ist klein und somit auch der ac . Bei betragsmäßiger Erhöhung der Feldeffektspannung erniedrigt sich der Leitwert und der ac erhöht sich, bis zu dem Punkt an dem die elektrische Verbindung zwischen den beiden Elektronensystemen der Probe verarmt wird. An diesem Punkt fällt erwartungsgemäß auch der ac . Auch bei diesen Raumtemperaturmessungen ist zu erwarten, daß die Parallelleitfähigkeit der Probe die Leitwertmessungen mit beeinflusst. Auch in diesen Messungen wird die Leitwertkurve bei der Verarmung des Kanals flacher, wobei der „Knick“ wie er bei der Messung in Abbildung 4.12 bei 4,2K an der „Pinch-Off“ Spannung zu beobachten ist, hier einer schwächer gekrümmten Kurve weicht. Auch bei diesen Messungen kann man davon ausgehen, daß an diesem Punkt der Kanal verarmt. In den ac -Messungen ist dies für Leistungen bis zu 5dBm an einer „Schulter“ zu erkennen, die bei Feldeffektspannungen zwischen $-1V$ und $-1,5V$ zu beobachten ist. Ab diesem Punkt kann man davon ausgehen, daß man nur noch den Leitwert des parallelen Kanals mißt, dessen Verarmungsverhalten offensichtlich von der Leistung der angeregten SAW abhängt. Zusammen mit der Verschiebung des Verarmungspunktes zu betragsmäßig kleineren Feldeffektspannungen⁵ läßt dies den Schluß zu, daß die Entvölkerung des parallelen Kanals durch die begleitenden elektrischen Felder der

⁴Höhere negative Spannungen wurden wegen der Schonung der Probe nicht verwendet.

⁵Bei einem QPK bei tiefen Temperaturen ist genau das Gegenteil zu erwarten (siehe weiter oben).

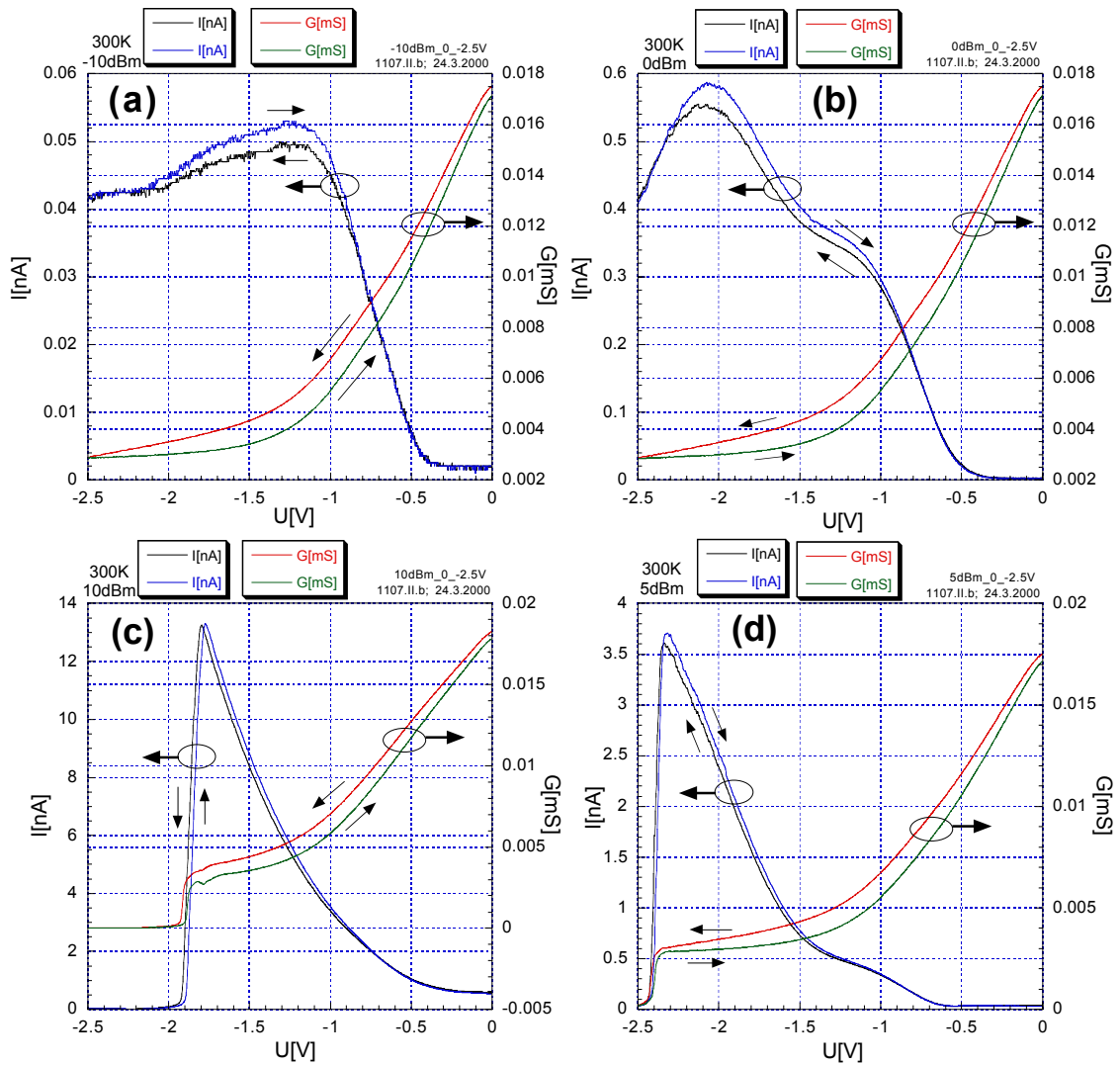


Abbildung 4.23.: Feldeffektabhängige Messung von -10dBm bis 10dBm an Probe *1107.II.b* (300K). Aufgetragen sind jeweils der ac (linke Achse) und der gleichzeitig gemessene Leitwert (rechte Achse). Teilbild (a) \rightarrow -10dBm, (b) \rightarrow 0dBm, (c) \rightarrow 5dBm, (d) \rightarrow 10dBm. Eindeutig zu erkennen ist die Leistungsabhängigkeit des Abschnürens der elektrischen Verbindung zwischen den beiden Elektronengasen.

SAW unterstützt wird.

Die Messungen bei 77K sind in Abbildung 4.24 dargestellt. In dem Teilbild (a) (-10dBm) sind zwei direkt hintereinander durchgeführte Messungen aufgetragen. Zwischen diesen beiden Messungen wurde die Probe nicht beleuchtet. Eindeutig zu erkennen ist die jetzt bei 77K wieder auftretende Irreversibilität der Meßrichtung, wie sie schon bei den Messungen bei 4,2K beobachtet wurde. Bis zu Feldeffektspannungen von -2,5V läßt sich die elektrische Verbindung zwischen den beiden Elektronensystemen der Probenkontaktbereiche nicht völlig verarmen. Der maximale Widerstand der erreicht wird beträgt bei -2,5V Feldeffektspannung etwa 15k Ω . Offensichtlich kann die Paralleleitfähigkeit der Probe bei 77K nicht vollständig verarmt werden, wenn Feldeffektspannungen bis -2,5V verwendet werden⁶. Der *ac* verhält sich entsprechend der Leitwertkurve erwartungsgemäß, bei betragsmäßig zunehmender Feldeffektspannung erhöht sich der gemessene Strom, fällt aber bis -2,5V Feldeffektspannung nicht mehr ab. Dies weist noch einmal darauf hin, daß das hier beitragende Elektronensystem durch die Feldeffektspannung nicht komplett verarmt werden kann. Die hohen hier gemessenen Ströme deuten darauf hin, daß nicht nur der durch die Feldeffektelektroden erzeugte Kanal oder parallel leitfähige Kanäle zu diesem Strom beitragen, sondern ein größerer Bereich des Elektronensystems. Eine Vermutung wäre eine „flächige“ Paralleleitfähigkeit der Probe auf großer Breite der SAW Apertur, welche hier zum Strom beiträgt. Aber darüber läßt sich nur spekulieren und die Meßergebnisse bei 77K bringen hier keine neuen Erkenntnisse.

Im folgenden sollen jetzt die Messungen der Probe *1107.II.b* bei 4,2K präsentiert werden. In Abbildung 4.25 sind die feldeffektabhängigen Messungen für unterschiedliche Hochfrequenzleistungen zusammengefaßt. Es wurde ein Ausschnitt von -1,2V bis -2,0V gewählt um den interessanten Teil der Messung zu vergrößern. Die gleichzeitig aufgenommenen Leitwertmessungen wurden hier der Übersichtlichkeit wegen weggelassen, da sie keine neue Information beinhalten. Es sei nur noch erwähnt, das der Abfall des *ac* auf Null jeweils mit dem Knick in der Leitwertmessung zusammenfällt, wie er in Abbildung 4.12 (dort bei -1,7V) bei der Messung der vorigen Probe zu sehen ist. In dem in der Abbildung nicht dargestellten Spannungsbereich steigt der Strom von geringen *ac* Werten kontinuierlich an bis zu dem in der Abbildung zu sehenden Spannungsbereich. Zu beobachten ist also das zu erwartende Verhalten des *ac*, beim Einsatz des QPK anzusteigen. Auch das weitere Verhalten des *ac* ist dem der Probe *1107.I.d* sehr ähnlich. Dieser steigt bis zu einem Maximum an, um dann nach dem „Pinch-Off“ wieder auf Null abzufallen. Die Spannung bei dem der *ac* wieder kleiner wird verschiebt sich mit zunehmender Hochfrequenzleistung zu immer kleineren Absolutwerten der Spannung, der Nullabfall hingegen passiert bei immer höheren Absolutspannungen bei steigender Leistung. Man beobachtet, daß nach dem steilen Abfall des *ac* dieser nicht auf Null geht, sondern in eine flacher abfallende Kurve einschwenkt um dann erst auf Null abzufallen. D.h. je größer die eingekoppelte Hochfrequenzleistung

⁶Auch hier wurde zur Schonung der Probe keine betragsmäßig höhere Feldeffektspannung verwendet.

4. Experimentelle Ergebnisse

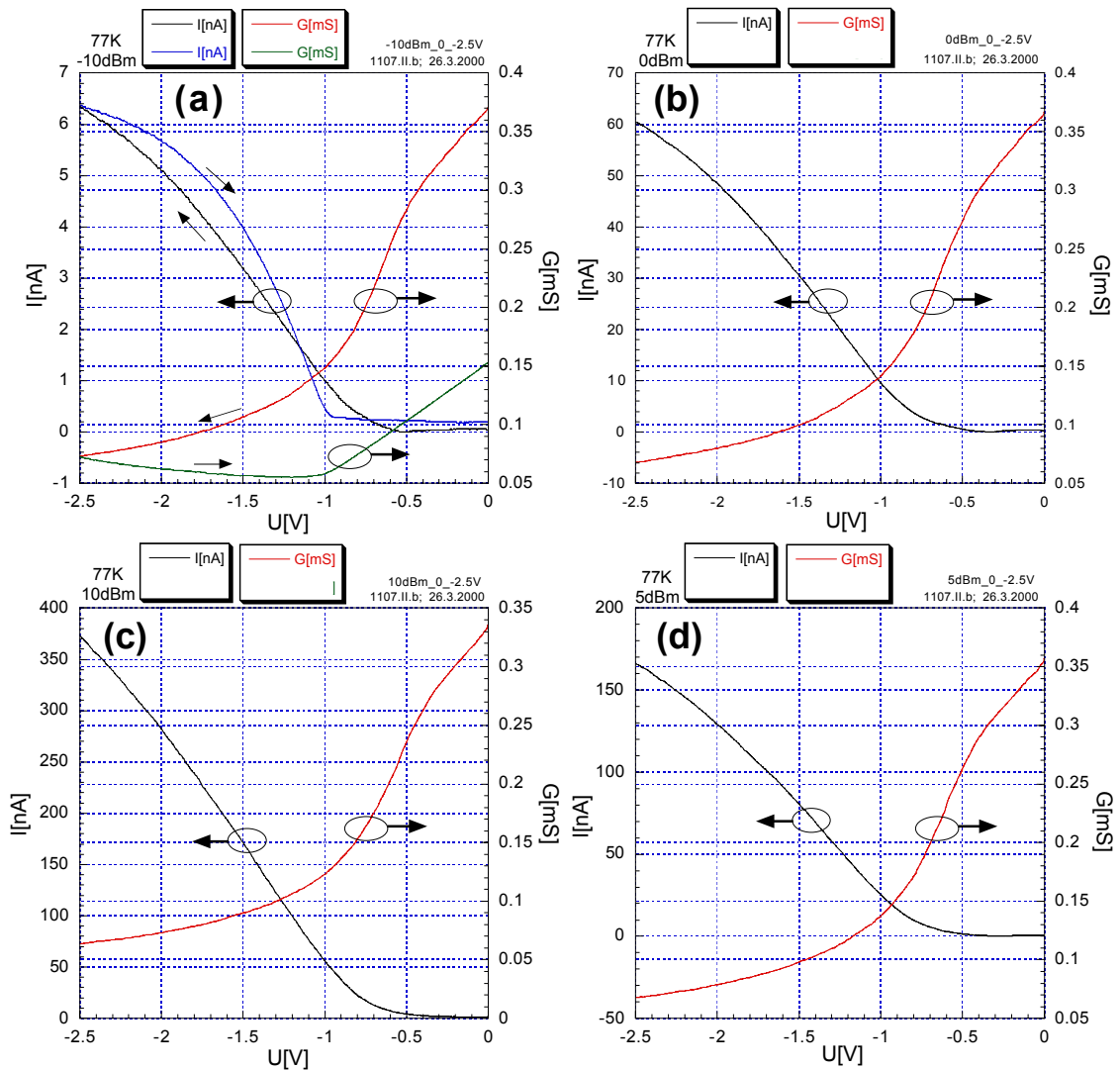


Abbildung 4.24.: Feldeffektabhängige Messung von -10dBm bis 10dBm an Probe *1107.II.b* (77K). Aufgetragen sind jeweils der ac (linke Achse) und der gleichzeitig gemessene Leitwert (rechte Achse). Teilbild (a) \rightarrow -10dBm, (b) \rightarrow 0dBm, (c) \rightarrow 5dBm, (d) \rightarrow 10dBm. Der ac kann bis zur Feldeffektspannung von -2,5V nicht zum erliegen gebracht werden. Die Messungen für verschiedene Hochfrequenzleistungen unterscheiden sich außer in der Höhe des ac nicht sehr voneinander. Auffällig ist die Höhe des gemessenen Stroms, die nicht nur auf einzelne leitende *Kanäle* zurückzuführen ist.

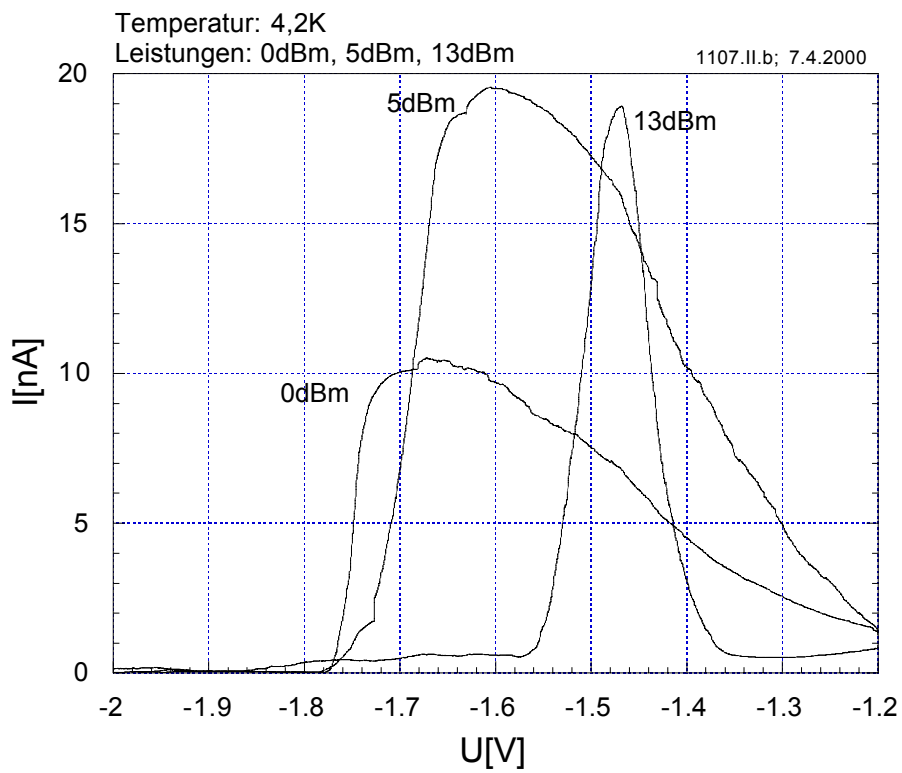


Abbildung 4.25.: Feldeffektabhängige Messung von -5dBm bis 13dBm an Probe 1107.II.b (4,2K).

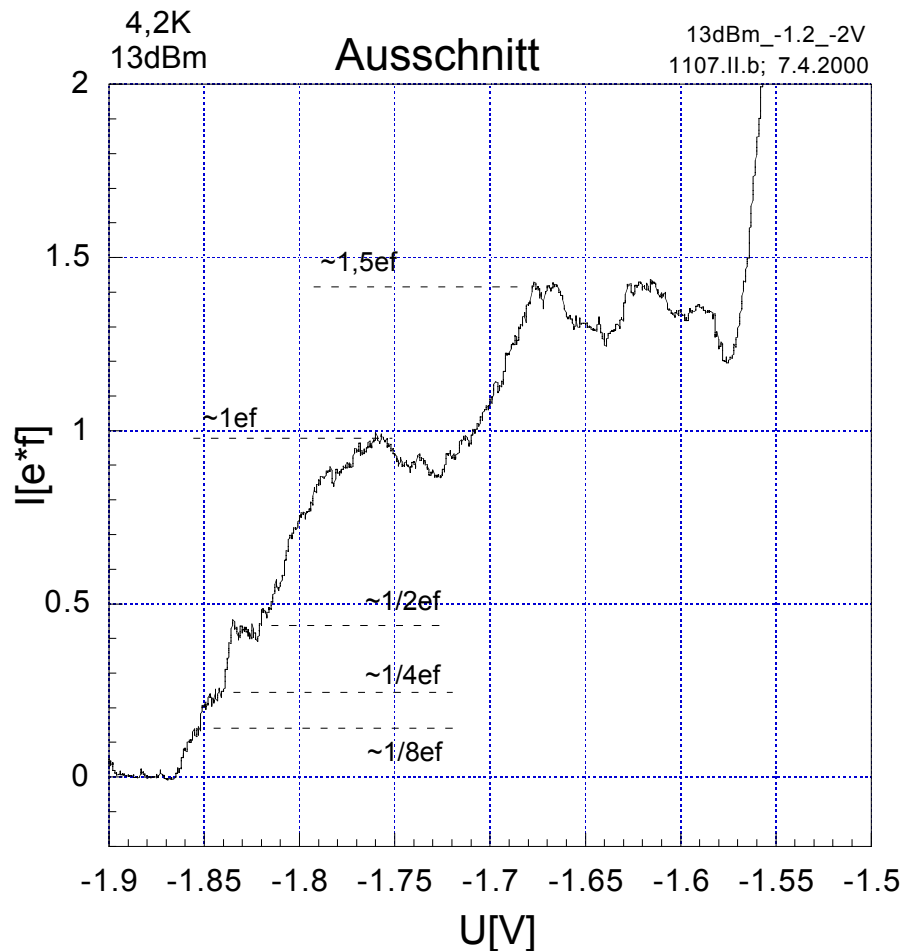


Abbildung 4.26.: Ausschnittsvergrößerung der 13dBm Messung aus Abbildung 4.25. Der Strom ist in Einheiten von ef aufgetragen.

wird, desto mehr bildet sich eine kleine „Vorwölbung“ vor dem großen Maximum heraus. In Abbildung 4.26 ist dieser Bereich für die Messung bei einer Leistung von 13dBm herausvergrößert. Eindeutig zu erkennen ist, daß sich eine Struktur auf diesem Anstieg herausbildet. Zu identifizieren ist ein stufenähnlicher Verlauf der Kurve. Man erkennt einen kleinen Absatz bei $0,5ef$, einen größeren bei $1ef$ und einen unregelmäßigen bei $1,5ef$. Auch bei $1/4$ und $1/8$ sind kleine Stufen zu erkennen. Für die Stufen bei gebrochenzahligen Einheiten von ef haben wir keine eindeutige Erklärung, sie treten jedoch nur dann auf, wenn sich die Stufe bei $1ef$ noch nicht eindeutig formiert hat, also bei kleinen eingekoppelten Leistungen. Eine mögliche Erklärung wäre eine durch Störstellen hervorgerufene Beeinträchtigung des Elektronentransports durch den QPK-Kanal. Vorstellbar wäre, daß über einen kleinen stabilen Bereich der Feldeffektspannung, wegen vorhandenen Störstellen, im Mittel nur jedes zweite, vierte und achte Elektron durch die Barriere gelangt. Die Frage dann wäre aber, warum keine Stufen bei $1/3$

usw. zu messen sind. Diese Messung zeigt aber mit der Stufe bei $1ef$ schon klar die Tendenz zur Ausbildung des Kurvenverlaufs, wie er von Aizin [Aizin 98] und Gumbs [Gumbs 99] für den Verlauf des ac nach dem „Pinch-Off“ des QPK berechnet wurde. Es zeigt sich also, daß mit dem verwendeten Ansatz für die Realisierung des QPK durch Ionenstrahlolithographie die verwendeten Leistungen sehr hoch sein müssen, um den physikalischen Zustand eines sich durch den QPK-Kanal bewegenden Quantenpunktes zu erreichen. Leider konnten in diesem Meßaufbau mit der verwendeten Hochfrequenzquelle (Marconi 2032) keine höheren Leistungen eingekoppelt werden. In dem Aufbau für die nächste Probe wurde eine andere Hochfrequenzquelle verwendet, die höhere Leistungen einkoppeln kann. Die hier gemessene Probe *1107.II.b* konnte für diese Untersuchung nicht mehr dienen, da diese ihre Funktionstüchtigkeit nach einem Probenwechsel eingebüßt hatte. Die Experimente an Probe *1107.II.c* unter Verwendung höherer Leistungen und dem Meßaufbau mit beidseitiger Modulation der SAW sollen im folgenden Abschnitt besprochen werden.

Untersuchung der Probe 1107.II.c

Für die folgenden Experimente wurde wieder der Aufbau aus Abbildung 3.6 verwendet, mit dem Unterschied, daß hier eine andere Hochfrequenzquelle (Rohde & Schwarz SMP 02) benützt wurde. Natürlich wurde die hier gemessene Probe auch den üblichen Charakterisierungen unterzogen, die hier der Vollständigkeit halber nicht fehlen sollen. Sie sind zusammengefaßt in Abbildung 4.27 und sollen hier nicht weiter kommentiert werden, da das selbe Verhalten wie bei der vorigen Probe gemessen wurde.

Interessanter sind die mit dieser Probe gemachten feldeffektabhängigen Messungen des ac . Zunächst soll eine Überblicksmessung bei einer Leistung von 10dBm gezeigt werden. In Abbildung 4.28 ist diese Messung dargestellt (die gleichzeitig aufgenommene Leitwertmessung ist auch abgebildet). Zu sehen ist wieder das erwartete Verhalten des ac , zuerst ein Anstieg des Stroms und dann ein Abfall auf Null. Neuer Aspekt hier ist das erneute Ansteigen des ac bei weiterer betragsmäßiger Erhöhung der Feldeffektspannung. Dies sollte auf die schon angesprochene Verarmung der Paralleleitfähigkeit der Probe zurückzuführen sein. Die jetzt einsetzende Verarmung des parallelen Elektronensystems ermöglicht eine Wechselwirkung mit der SAW, die nun zu einem ac führt. Bei dieser Probe hat sich bei der Leistung von 10dBm noch keine „Wölbung“ mit Struktur herausgebildet, wie sie bei Probe *1107.II.b* in Abbildung 4.25 zu beobachten war. Statt dessen fällt der ac direkt auf Null ab.

Im weiteren Verlauf der Messungen wurden keine gleichzeitigen Leitwertmessungen mehr durchgeführt, um die Messung des ac so gering wie möglich zu stören. In Abbildung 4.29 sind Ausschnitte der feldeffektabhängigen Messung an dieser Probe für vier verschiedene Leistungen von 15dBm bis 25dBm dargestellt. Die Ausschnitte sind so gewählt, daß der Teil der Messung zwischen der Feldeffektspannung -1,2V und -1,9V zu sehen ist. Somit liegt der interessante Bereich der „Wölbung“ mit der Struktur im Bild. Sofort zu erkennen ist schon bei einer Leistung von 15dBm eine

4. Experimentelle Ergebnisse

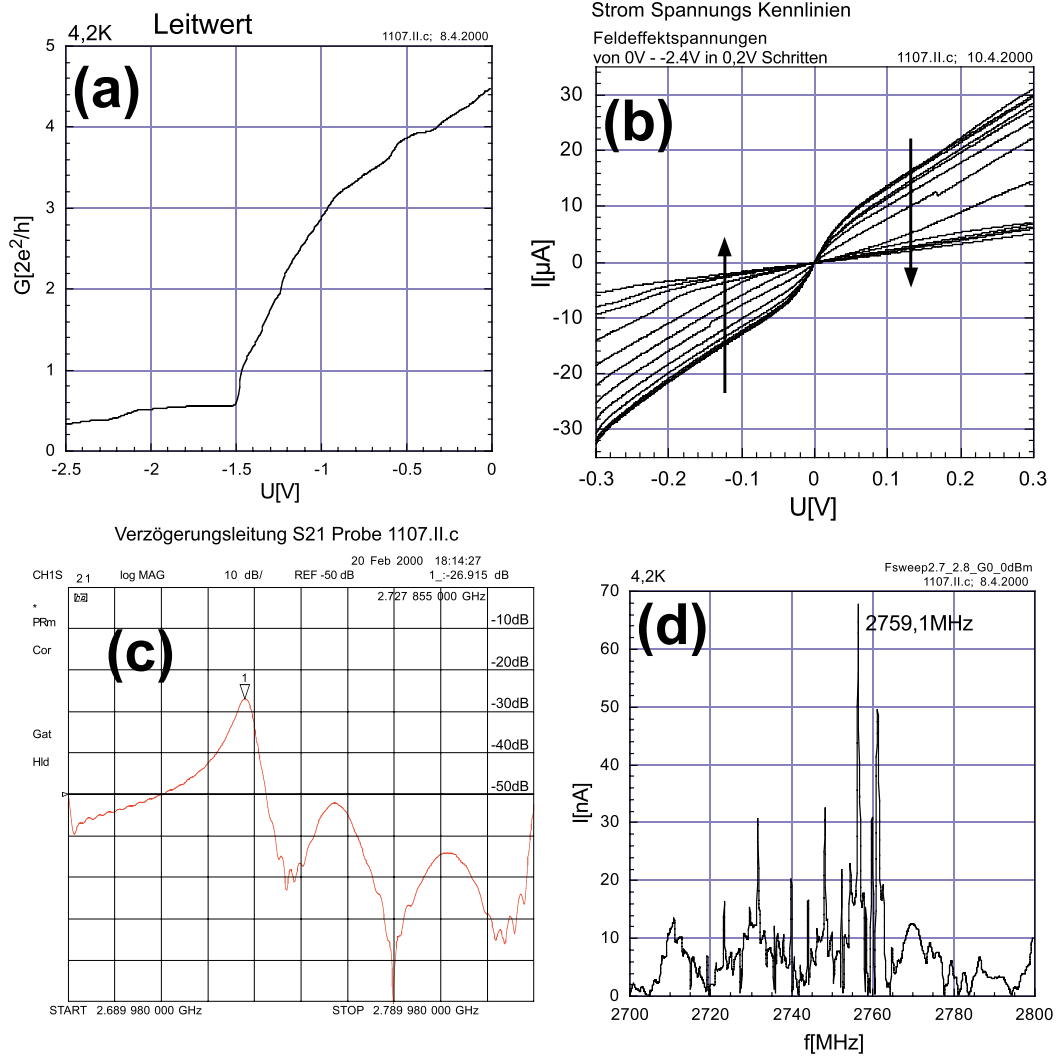


Abbildung 4.27.: Charakterisierung der Probe *1107.II.c*. Die Abbildung zeigt den gemessenen Leitwert (a), die Strom Spannungs Kennlinien (b), die Verzögerungsleitung bei Raumtemperatur (c) und die frequenzabhängige Messung des ac (d).

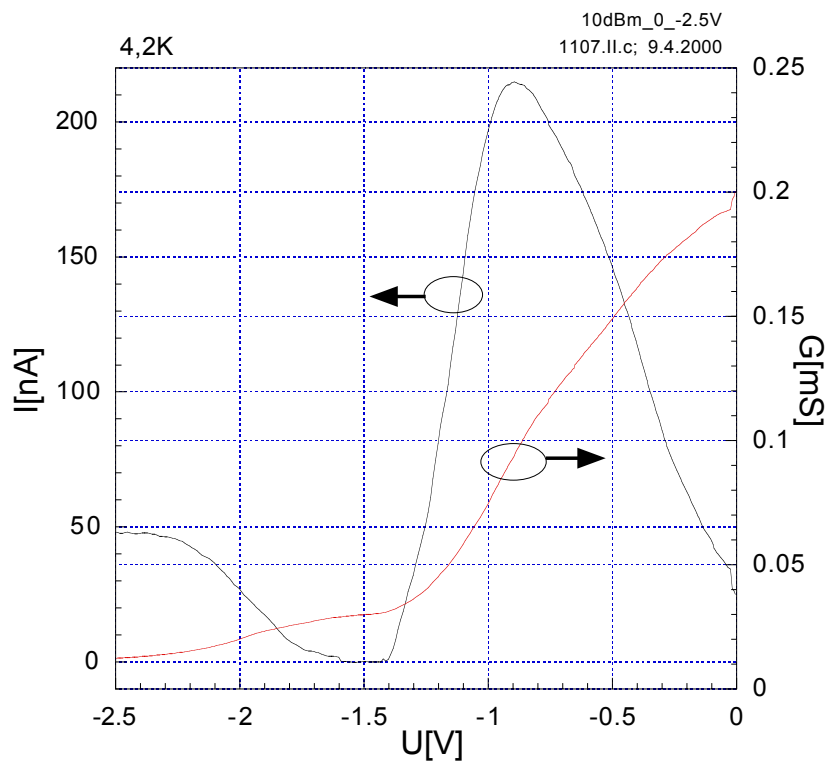


Abbildung 4.28.: Feldeffektabhängige Messung bei 10dBm an Probe *1107.II.c* (4,2K).

Stufenbildung des gemessenen ac , die sich mit zunehmender Leistung immer stärker ausbildet. Bei der maximal verwendeten Leistung⁷ von 25dBm zeigen sich im Bild 4.29 schon *fünf* gut ausgebildete Stufen, die eindeutig auf eine Quantisierung des Stroms hinweisen. Der Strom ist in Einheiten von ef für die hier verwendete Frequenz aufgetragen ($1ef$ entspricht hier etwa 442pA). Es zeigt sich, daß sich die Stufen auf oder in der Nähe dieser Stromeinheiten ausbilden. Für die vier Leistungen ist der interessante Bereich in Abbildung 4.30 noch einmal vergrößert dargestellt, wobei die Messung bei 25dBm zur besseren Betrachtung in Abbildung 4.31 einzeln zu sehen ist. Nach der Untersuchung der Messung in Abbildung 4.31, erkennt man, daß die Genauigkeit der Quantisierungsstufen noch nicht besonders gut ist. Die stärksten „Ausreißer“ auf den Quantisierungsplateaus besitzen eine Abweichung von etwa 10%.

Wie schon in Kapitel 2.4.4 erläutert, ergeben sich die höheren Stufen in der Messung des ac durch eine höhere Besetzung des SAW induzierten Quantenpunkts (Quantum Dot — QD) mit weiteren Elektronen. Durch die Abhängigkeit des ac von der Antitunnelwahrscheinlichkeit β , die wiederum durch die Feldeffektspannung verändert wird, bilden sich die Stufen im ac aus, wie sie in den Abbildungen 2.27 und 2.28 dargestellt sind. Es sei hier noch einmal der schematische Potentialverlauf in Abbildung 2.26 und 4.32 erwähnt, durch den sich der QD innerhalb des QPK-Kanals ausbildet. In Abbildung 4.32 ist in Teilbild (a) die Situation der zweifachen Besetzung des SAW induzierten QD dargestellt. Teilbild (b) zeigt die einfache Besetzung des QD bei einer kürzeren Wellenlänge der SAW. Das Auftreten von Stufen im ac zeigt, daß die Ladungszustände des QD durch endliche Energielücken getrennt sind. Da geradzahlige und ungeradzahlige Plateaus auftreten, identifiziert man diese Energielücke mit der Coulombblockade anstatt mit Einteilchen Besetzungszuständen im QD. In den Abbildungen 2.26 und 4.32 ist die Coulombblockadeenergie angedeutet.

Die gemachten Messungen ließen sich beliebig oft reproduzieren, immer mit einem ähnlichen Ergebnis und einer relativ guten Quantisierung des ac bis zur fünften Stufe bei Verwendung einer Leistung von 25dBm. Allerdings konnten diese Ergebnisse nicht mehr reproduziert werden, nachdem die Probe einmal auf Raumtemperatur aufgewärmt wurde. Dies läßt uns schließen, daß die Störpotentiale in dem QPK für das Auftreten der Stromquantisierung, entgegen der bis jetzt vertretenen Meinung [Shilton 96b, Talyanskii 97], doch einen Einfluß besitzen. Andererseits ist die Argumentation, die in Kapitel 2.4.4 vorgebracht wurde, sicherlich auch richtig. Dort wurde gesagt, daß der Einfluß von Störpotentialen bei zunehmenden Frequenzen abnehmen müßte, da das effektive Potential der SAW proportional zu f^2 ist, während die Störpotentiale offensichtlich unabhängig von der verwendeten SAW-Frequenz sind. Aber man wird sich nicht auf den Standpunkt stellen können zu sagen, daß für hohe verwendete SAW-Frequenzen der Einfluß von Störpotentialen gering ist. Dies hängt weiterhin von der verwendeten Probe ab.

Die Meßergebnisse, die hier gewonnen werden konnten, motivieren dennoch, da

⁷Höhere Leistungen wurden nicht verwendet, da die Probe nicht beschädigt werden sollte.

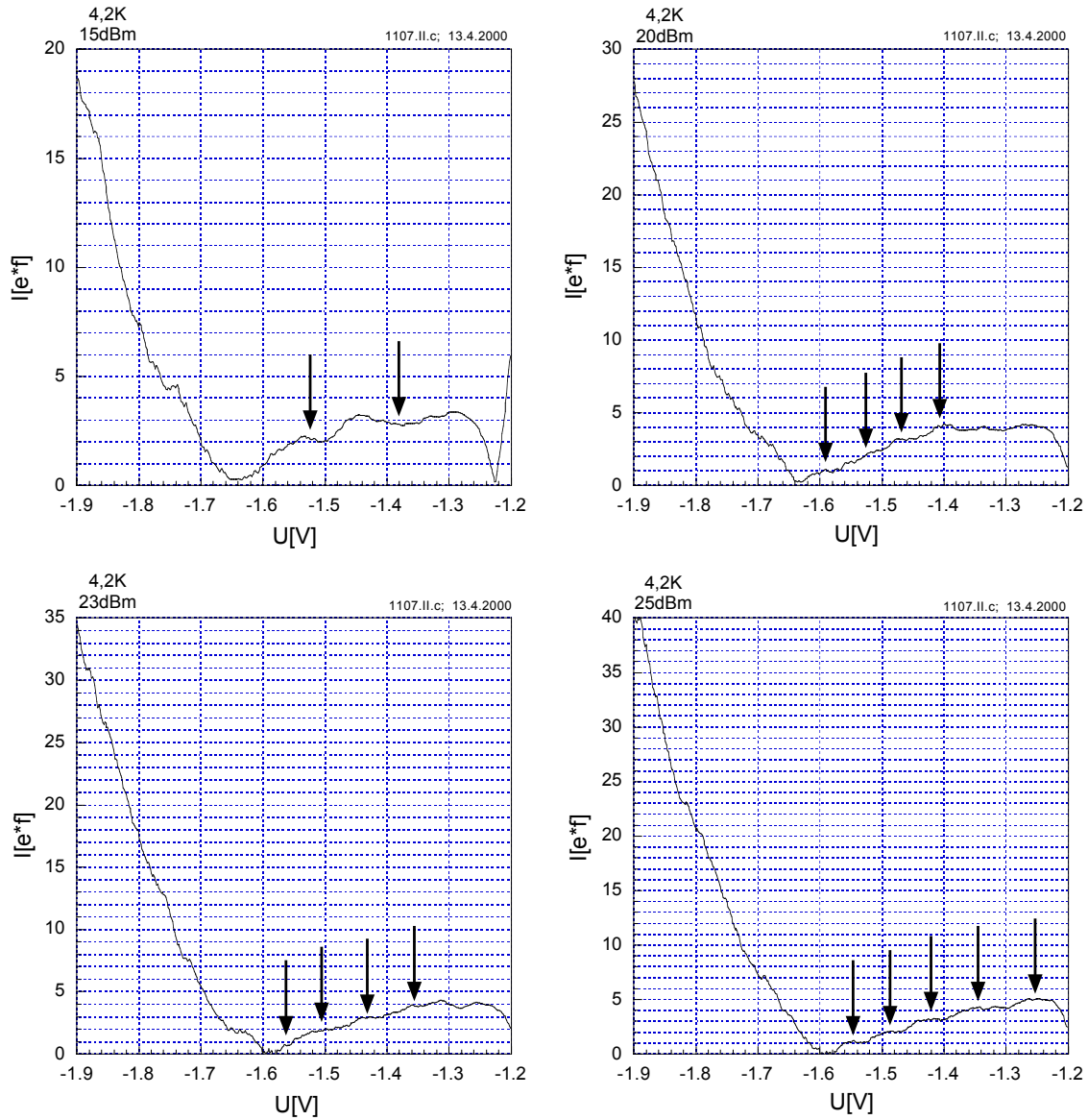


Abbildung 4.29.: Feldeffektabhängige Messung 15dBm bis 25dBm an Probe 1107.II.c (4,2K). Die Pfeile markieren die sich abzeichnenden Stufen im ac .

4. Experimentelle Ergebnisse

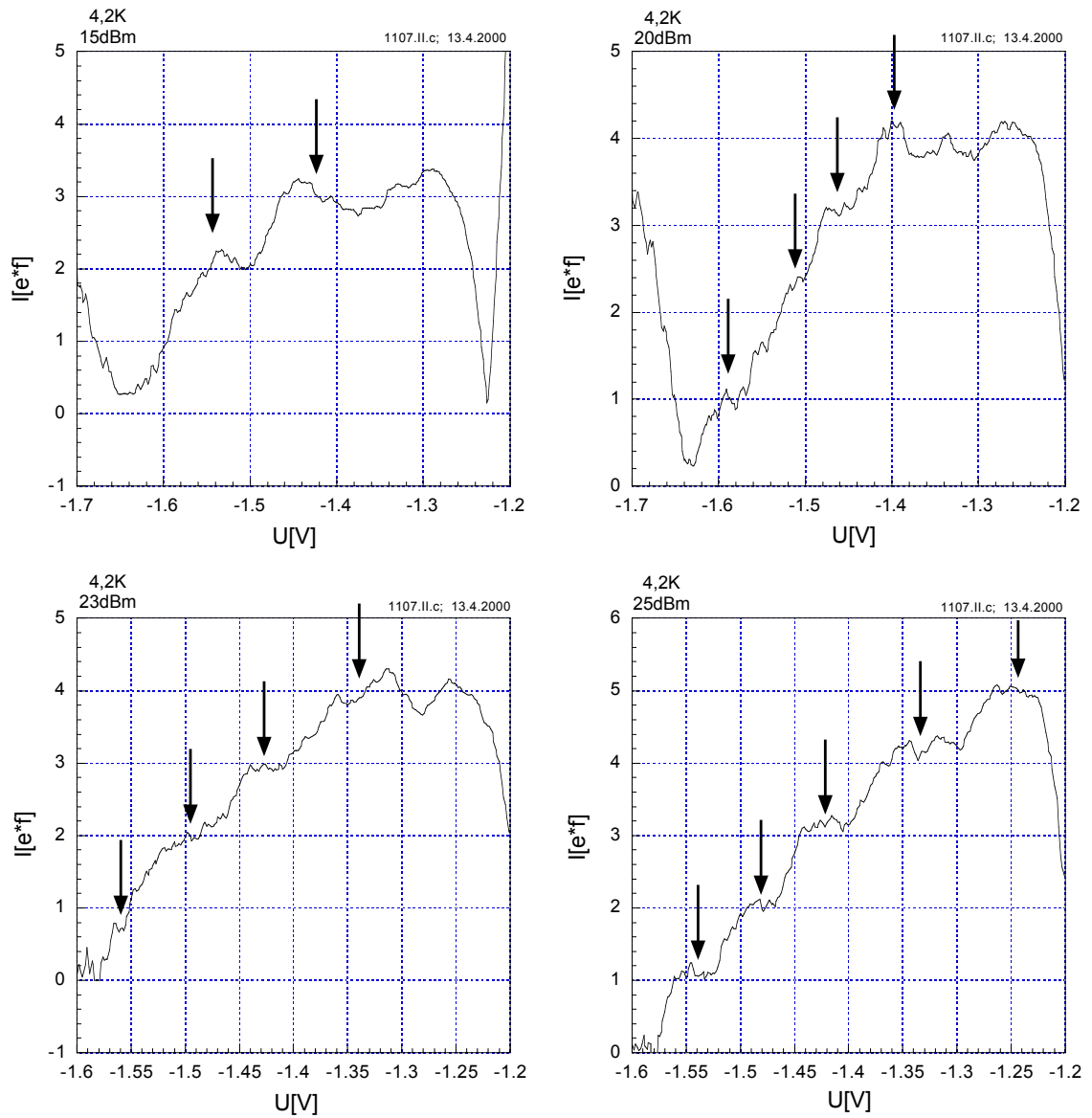


Abbildung 4.30.: Ausschnitte zur Abbildung 4.29.

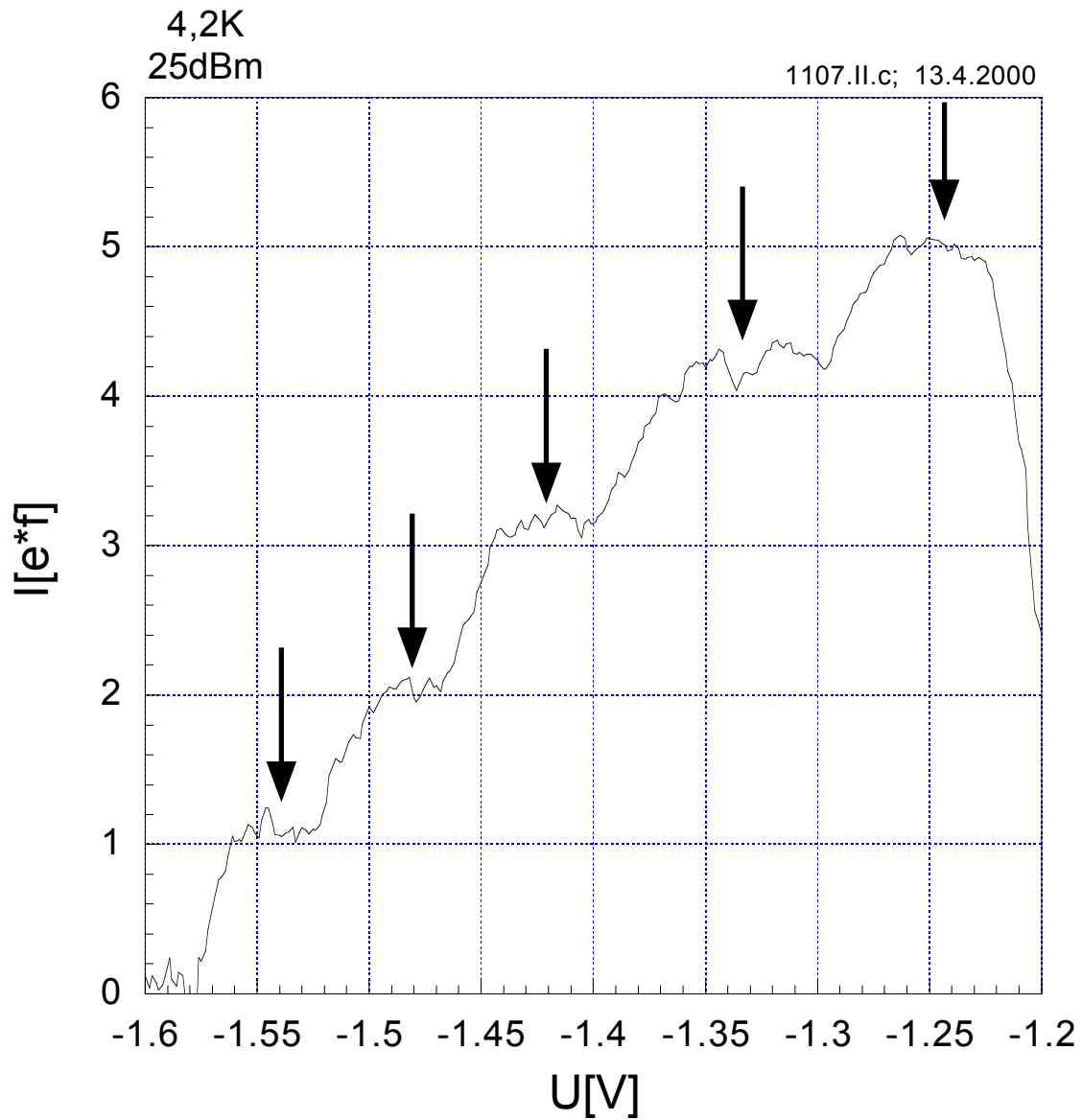


Abbildung 4.31.: Ausschnitt der Messung bei 25dBm.

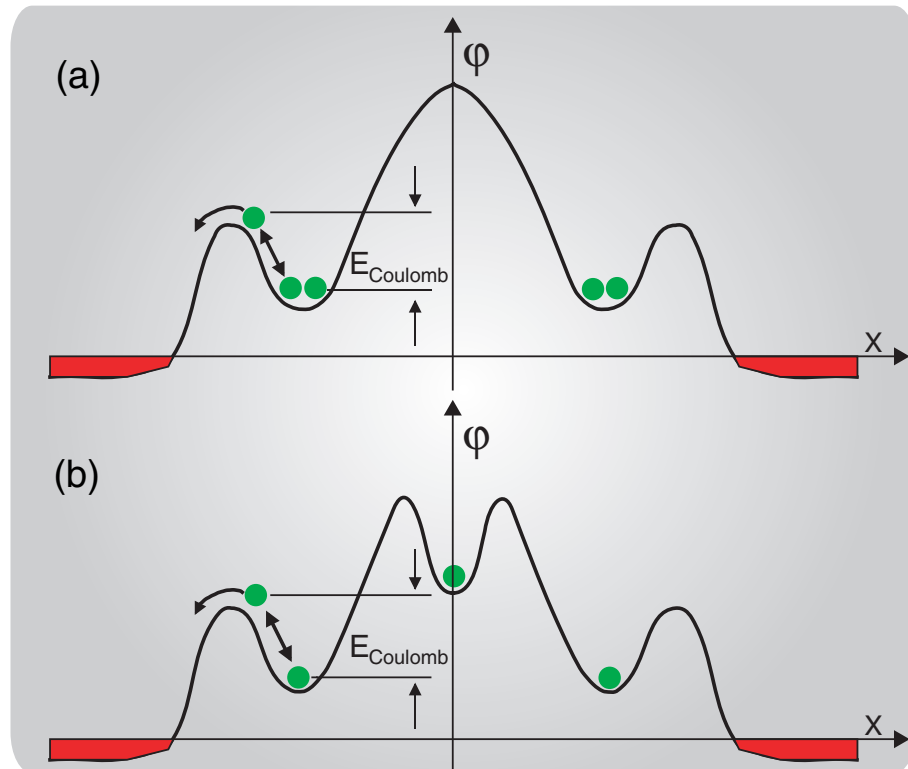


Abbildung 4.32.: Schematische Darstellung des SAW induzierten QD-Potentials. Teilbild (a): Besetzung des SAW induzierten QD mit zwei Elektronen. Teilbild (b): Einfache Besetzungssituation des SAW induzierten QD bei einer kürzeren Wellenlänge der SAW. In beiden Teilbildern ist die Coulombblockade angedeutet, die die weitere Besetzung des QD verhindert.

das Potential der hier verwendeten Technik zur Herstellung der QPK noch nicht vollständig ausgeschöpft worden ist. Dies gilt besonders im Hinblick auf die Vermeidung von Störstellen im QPK-Kanal und auf die Verwendung von besserem Probenmaterial, welches keine Paralleleitfähigkeit besitzt. Weiterhin können die Experimente in Zukunft bei tieferen Temperaturen als 4,2K erfolgen, insbesondere im Hinblick auf den neuen, der Arbeitsgruppe bald zur Verfügung stehenden Mischkryostaten. Trotzdem konnte auch bei 4,2K nachgewiesen werden, daß es möglich ist, mit dieser Herstellungsmethode der QPK Stromquantisierung zu beobachten. Ein wesentlicher Vorteil der Ionenstrahlolithographie für unsere Experimente ist die Möglichkeit, die Bereiche unter den IDT ohne Ätzprozeß zu verarmen. Es zeigte sich, daß der Konversionsverlust der IDT auf dem Probenmaterial nicht größer war als auf GaAs Volumenmaterial.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zum ersten Mal in unserer Arbeitsgruppe interdigitale Schallwandler (IDT) hergestellt, die optimiert bis zu Betriebsfrequenzen von etwa 3GHz als Normalfingerwandler auf GaAs funktionieren. Es wurden Einfügedämpfungen eines einzelnen IDT von -9dB bis -10dB erreicht, welche für die hier hergestellten IDT fast am theoretischen Optimum von -8,2dB liegen. Weiterhin wurden unseres Wissens nach zum ersten Mal funktionierende 7GHz IDT Normalfingerwandler auf GaAs realisiert. Erstmals wurde erfolgreich die Technik der Ionenstrahlolithographie verwendet um die notwendige Verarmung des 2DES unterhalb der IDT-Struktur zu realisieren. Mit dieser Technik konnten auf dem Probenmaterial die gleichen Transmissionswerte erreicht werden, wie sie auch auf GaAs Volumenmaterial erzielt werden. Dies war wegen der stattfindenden Veränderung der Kristallstruktur bei dem Implantationsprozeß nicht notwendigerweise zu erwarten, da dadurch die Anregung der Oberflächenwelle (SAW) möglicherweise beeinträchtigt wird.

In dieser Arbeit wurden zum ersten Mal Ergebnisse zum akustoelektrischen Stromtransport (ac) durch Quantenpunktkontakte (QPK), die durch fokussierte Ionenstrahlolithographie (FIB) definiert wurden, präsentiert. Dabei wurde der große Einfluß von thermisch generierten Stromanteilen auf die Messung des ac nachgewiesen und erfolgreich durch die Verwendung einer speziellen Meßmethode umgangen. Das Verhalten des ac durch die QPK-Struktur wurde temperaturabhängig untersucht. Bei Meßtemperaturen von 4,2K konnte der quantisierte ac , wie er bei Experimenten mit „Split-Gate“ definierten QPK [Shilton 96b] und theoretischen Analysen des Problems [Aïzin 98, Gumbs 99] gezeigt und erwartet wird, für unsere durch FIB hergestellten Proben nachgewiesen werden. Dabei wurden Quantisierungen des ac bis zur fünften Stufe ($I = nef$; $n = 1, 2, 3, 4, 5$) beobachtet. Die Genauigkeit der gemessenen Quantisierungsstufen erreichte in unserer Struktur mit etwa 10% nicht die Genauigkeit, die in den Experimenten mit einem „Split-Gate“ erzielt wurden (unter 1%, wobei dies schon der Genauigkeit des Meßinstruments entsprach). Dadurch, daß wir den Einfluß von Störstellen innerhalb des QPK-Kanals für das Auftreten der Quantisierungsstufen nachweisen konnten, liegt es nahe diese auch als Grund für die Genauigkeit der Quantisierungsstufen zu betrachten. Andererseits ist unseren Messungen nach zu erwarten, daß die Genauigkeit mit steigender Leistung zunimmt, so daß wir sehr wahrscheinlich noch nicht die optimale Leistung für die Ausbildung der Quantisierungsplateaus

verwendet haben (Schonung der IDT). So ist eine Aussage über die endgültige Genauigkeit unseres Verfahrens noch offen.

Was aber dennoch klar gezeigt werden konnte: Die mittels FIB-Technik hergestellten QPK zeigen Quantisierungen im *ac* bis zur fünften Stufe ($n = 5$) sehr ausgeprägt. Eine Quantisierung bis zur fünften Stufe ist in den Experimenten mit einem „Split-Gate“ [Shilton 96b] nicht zu beobachten. Dort wurden maximal Quantisierungen bis zur zweiten Stufe gesehen. Auch in einer kürzlich veröffentlichten Arbeit [Cunningham 00] konnten nur Quantisierungen in dieser Ausprägung nur bis zur vierten Stufe beobachtet werden. Bei diesem Experiment wurden ebenfalls laterale Feldeffektelektroden verwendet, die dort allerdings durch eine Ätztechnik realisiert wurden. Dies Experiment und unsere zeigen, daß der Ansatz durch Verwendung von lateralen Feldeffektelektroden zur Realisierung des QPK gegenüber der „Split-Gate“ Technik erfolgversprechender sein könnte. Die Tatsache, daß die Experimente bei Cunningham et al. [Cunningham 00] eine größere Genauigkeit gegenüber unseren Experimenten haben, besitzt noch keinen absoluten Charakter, da wir unsere Proben bezüglich der Störstellen innerhalb des QPK-Kanals noch optimieren könnten und da wir noch keine höheren Leistungen für unsere Experimente verwendet haben.

Im Hinblick auf weitere Experimente wäre es nun interessant die Genauigkeit dieser Methode zu untersuchen. Dazu sollte der FIB-QPK dahingehend optimiert werden, weniger Störstellen im QPK-Kanal zu besitzen, z.B. durch eine breitere durch FIB definierte Kanalgeometrie. Weiterhin sollten Untersuchungen bezüglich der Leistungsfähigkeit der IDT erfolgen, um die IDT mit höheren Hochfrequenzleistungen betreiben zu können. Die damit zu erwartende höhere Genauigkeit der Plateaus sollte Gegenstand nachfolgender Untersuchungen sein.

Ein weiterführendes Experiment zu dem Thema akustischer Einzelelektronentransport durch QPK könnte die Untersuchung der „Split-Gate“ Methode unter Verwendung von Verarmungsschallwandlern (siehe Kapitel 2.4.2 auf Seite 53) sein. Dazu wurde speziell für die Dimensionen der in dieser Arbeit entwickelten hochfrequenten IDT ein Maskensatz für die optische Kontaktlithographie erstellt, mit dem eine Verzögerungsleitung mit Verarmungsschallwandler und einem „Split-Gate“ realisiert werden können. Der komplette entwickelte Maskensatz ist für diesen Zweck in Anhang D abgebildet.

Eine weitere völlig andere Methode wäre die Realisierung einer Verzögerungsleitung und eines aktiven 2DES mit QPK auf dem stark piezoelektrischen Substratmaterial LiNbO_3 durch die Methode des epitaktischen Abhebeverfahrens [Yablonovitch 87, Yablonovitch 90]. Bei dieser Hybridmethode wird ein aktives 2DES durch selektives Ätzen vom Substratmaterial abgehoben. Dieser 30nm bis 100nm dicke Film wird durch ein bestimmtes Verfahren auf das LiNbO_3 -Substrat aufgelegt [Rotter 96, Rotter 97]. Nach dem Auflegen des Films geht dieser mit dem Substrat eine äußerst starke Van-der-Waals Bindung ein, so daß der Film quasimonolithisch auf dem Substratmaterial aufgebracht ist. Diese Methode hat den Vorteil, daß man für die Modulation des QPK-Potentials die großen SAW induzierten Felder des starken Piezoelektrikums verwenden

kann. Die notwendigen Masken für die optische Kontaktlithographie und die notwendigen Verzögerungsleitungen auf LiNbO_3 wurden durch Markus Rotter im Rahmen seiner Promotion in unserer Arbeitsgruppe bei der Siemens AG hergestellt und stehen unserer Arbeitsgruppe zur Verfügung. Probenmaterial, welches für diese Probe geeignet wäre, steht der Arbeitsgruppe ebenfalls zur Verfügung und ist im Anhang A zusammen mit der Schichtstruktur des Materials aufgelistet.

Die „Jagd“ nach einem verwendbaren Stromstandard für die weltweiten Eichinstitute bleibt auf jeden Fall spannend und wird sich sicherlich noch vielseitig gestalten. Es bleibt abzuwarten ob und wie ein zukünftiger Stromstandard dann wirklich realisiert werden wird.

Anhang

A. Schichtparameter und Eigenschaften des verwendeten Probenmaterials

A.1. Probenmaterial 1107

- Schichtstruktur, die für die FIB-Proben verwendet wurde.
- Hersteller: D. Reuter und Prof. Dr. A. Wieck, Ruhr-Universität, Bochum.
- Abstand Oberfläche – 2DES: 117,4nm.

Nr.	Material	Dicke (nm)
1	GaAs	50
2	GaAs	5,2
3	AlAs	10,6
4	GaAs	933
5	$\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$	40
6	$\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As} : \text{Si}$	71,9
7	GaAs : Si	5,5

Tabelle A.1.: Probenmaterial 1107

Eigenschaften

Zustand	Beweglichkeit	Ladungsträgerdichte
77K; dunkel	$2,01 \cdot 10^5 \text{cm}^2/\text{Vs}$	$3,46 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$
77K; beleuchtet	$2,04 \cdot 10^5 \text{cm}^2/\text{Vs}$	$3,48 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$
4,2K; dunkel	$1,74 \cdot 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$	$1,83 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$
4,2K; beleuchtet	$3,11 \cdot 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$	$3,63 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$

Tabelle A.2.: Probenmaterial 1107

A.2. Probenmaterial 06-12-97.2

- Schichtstruktur für den epitaktischen Lift-off.
- Darstellung der Schichtfolge, nachdem der epitaktische Film abgehoben wurde.
- Hersteller: W. Wegscheider, Walter Schottky Institut, Garching.
- Filmdicke: 115nm.
- Abstand LiNbO₃ – 2DES: 70nm.

Nr.	Material	Dicke (nm)
1	GaAs	10
2	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	25
3	Si δ -Dotierung	
4	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	30
5	GaAs	10
6	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	25
7	Si δ -Dotierung	
8	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	10
9	GaAs	5

Tabelle A.3.: Probenmaterial 06-12-97.2

A.3. Probenmaterial 12231

- Schichtstruktur für den Epitaktischen Lift-off.
- Darstellung der Schichtfolge, nachdem der epitaktische Film abgehoben wurde.
- Hersteller: H. Riechert, Siemens AG.
- Filmdicke: 274,2nm.
- Abstand LiNbO₃ – 2DES: 36,6nm.

Nr.	Material	Dicke (nm)
1	GaAs	5
2	$\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$	14
3	GaAs	0,8
4	Si δ -Dotierung	
5	GaAs	0,8
6	$\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$	10
7	$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	12
8	$\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$	10
9	GaAs	0,8
10	Si δ -Dotierung	
11	GaAs	0,8
12	$\text{Al}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$	210
13	GaAs	10

Tabelle A.4.: Probenmaterial 12231

A.4. Probenmaterial 12110

- Schichtstruktur für den Epitaktischen Lift-off.
- Darstellung der Schichtfolge, nachdem der epitaktische Film abgehoben wurde.
- Hersteller: H. Riechert, Siemens AG.
- Filmdicke: 489nm.
- Abstand LiNbO_3 – 2DES: 32nm.

Nr.	Material	Dicke (nm)
1	GaAs	5
2	$\text{Al}_{0,186}\text{Ga}_{0,814}\text{As}$	13,4
3	GaAs	0,8
4	Si δ -Dotierung	
5	GaAs	0,8
6	$\text{Al}_{0,186}\text{Ga}_{0,814}\text{As}$	6
7	$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	12
8	$\text{Al}_{0,186}\text{Ga}_{0,814}\text{As}$	6
9	GaAs	0,8
10	Si δ -Dotierung	
11	GaAs	0,8
12	$\text{Al}_{0,186}\text{Ga}_{0,814}\text{As}$	3,4
13	$\text{Al}_{0,186}\text{Ga}_{0,814}\text{As}$	430
13	GaAs	10

Tabelle A.5.: Probenmaterial 12110

B. Prozeßparameter für die Probenpräparation

B.1. Lacksysteme

B.1.1. Optische Kontaktlithographie

Positivlack		
Lacksystem	Microposit S1805, S1813, S1818	
Beschichtung	Aufschleudern	3" 800U/min
		30" 6000U/min
	Ausbacken	30' bei 90°C
Belichtung	10" bis 20" mit UV-Licht (je nach Anwendung)	
Entwicklung	12" bis 15" in Microposit Developer verdünnt mit deionisiertem Wasser 1:1	
Plasmaoxidation	60" mit 200W Leistung in 1mbar Sauerstoff	
Lift-off	in heißem aber nicht kochendem Aceton	

Tabelle B.1.: Parameter für die optische Kontaktlithographie

B.1.2. Elektronenstrahlithographie

Positivlack		
Lacksystem	Polymethylmethacrylat (PMMA) gelöst in Isobutylmethylketon (MIBK), jeweils in zwei verschiedenen Molmassen, 150000u bzw. 500000u	
1. Schicht	150000u	
Beschichtung	Aufschleudern	1" 800U/min 30" 5500U/min
	Ausbacken	45' bei 120°C
2. Schicht	500000u	
Beschichtung	Aufschleudern	1" 800U/min 30" 5500U/min
	Ausbacken	45' (oder beliebig mehr) bei 120°C
Belichtung	Dosis	87µC/cm ²
Entwicklung	45"	MIBK:IPA 1:3 gemischt
Plasmaoxidation	60" mit 200W Leistung in 1mbar Sauerstoffatmosphäre	
Lift-off	in heißem aber nicht kochendem Aceton	

Tabelle B.2.: Parameter für die Elektronenstrahlithographie

B.2. Ätzen

Standard Mesa-Ätze	
Ätze	H ₂ O:H ₂ SO ₄ :H ₂ O ₂ 100:3:1 gemischt
Ätzrate	ca. 12Å/s bei 20°C

Tabelle B.3.: Ätzparameter

B.3. Parameter für die Herstellung von 3GHz Schallwandler

Standard IDT	
Anregungsfrequenz	2,7GHz bis 2,8GHz
Material	6nm NiCr 50nm Al
Tastverhältnis	0,32
Fingerpaare	100
Apertur	180 μ m
eff. Apertur	120 μ m
Ak. Wellenlänge	1 μ m

Tabelle B.4.: Parameter für 3GHz Schallwandler

C. Maskensatz für die FIB–QPK Probe

Der Maskensatz für die Bearbeitung der mit fokussierter Ionenstrahlolithographie vorstrukturierten Probe wurde geometrisch sehr einfach gehalten, um Abweichungen in der FIB–Struktur leicht kompensieren zu können. Der Maskensatz besteht aus zwei Masken. Eine Maske ist für den Ätzprozeß zur Definition des aktiven 2DES und die andere für die Strukturierung der Kontakte. In Abbildung C.1 sind die beiden Masken dargestellt.

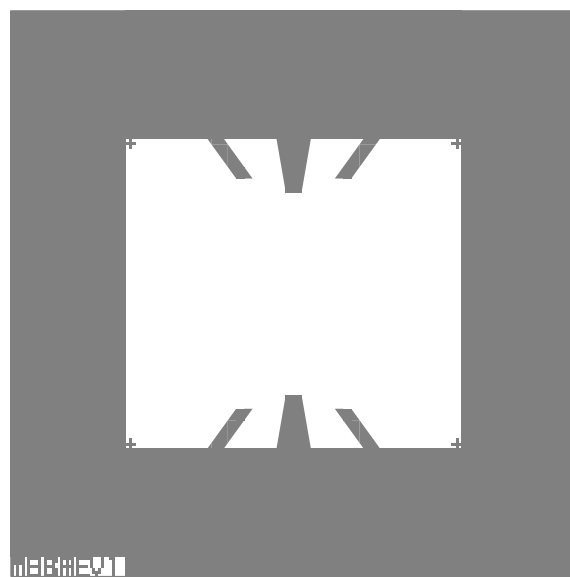
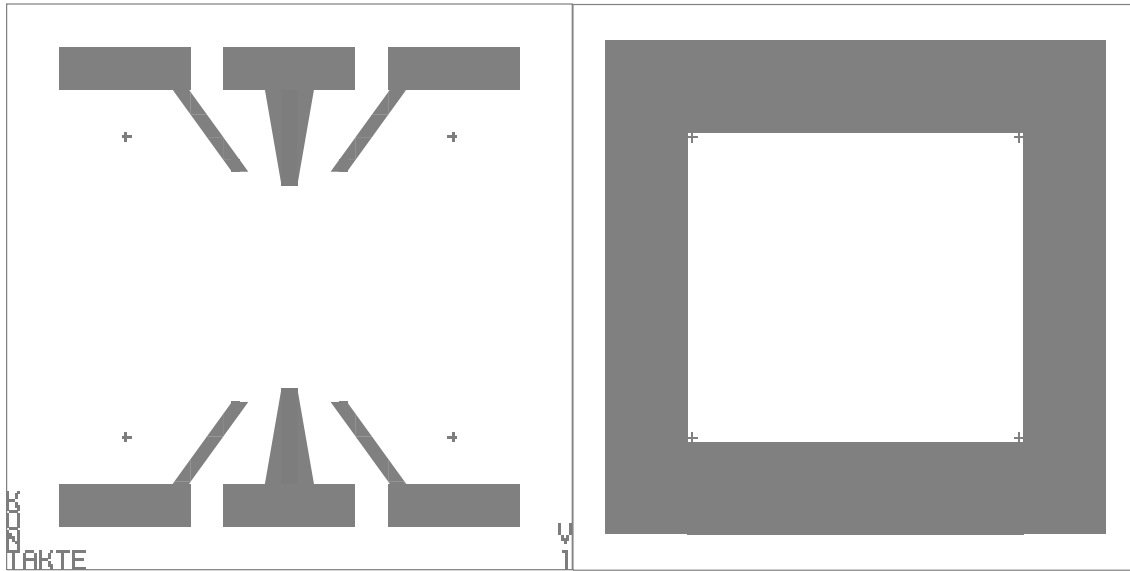


Abbildung C.1.: Maskensatz für die FIB-Probe. In Teilbild (a) die Ätzmaske und in Teilbild (b) die Maske für die Kontakte.

D. Maskensatz für 3GHz Verarmungsschallwandler

Im folgenden ist der komplette Maskensatz für 3GHz Verarmungs-IDT's dargestellt. Dieser Maskensatz entspricht grundsätzlich einer Hallbargeometrie, die aber speziell für den Einsatz von 3GHz Verarmungs-IDT's und deren Dimensionierung modifiziert wurde.

Die Abbildungen D.1, D.2, D.3, D.4, D.5 und D.6 zeigen jeweils die verschiedenen Maskenstrukturen. In Abbildung D.7 sind schließlich alle Masken ausgerichtet und übereinandergelegt, inklusive einer Bemaßung, wiedergegeben.

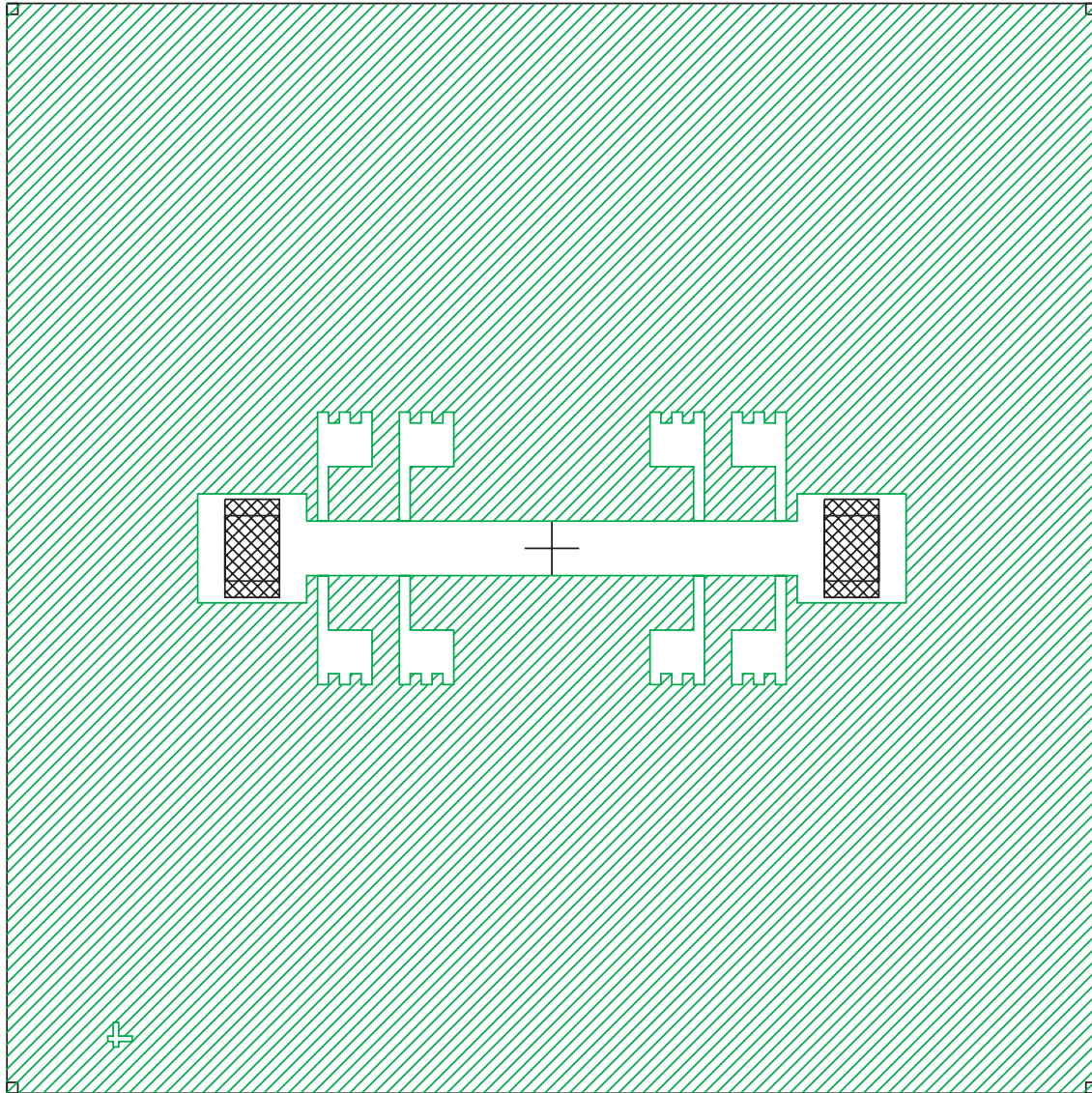


Abbildung D.1.: Verarmungs-IDT; Maske für die Mesastruktur. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur besseren Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen (gekreuzt schraffierter Bereich).

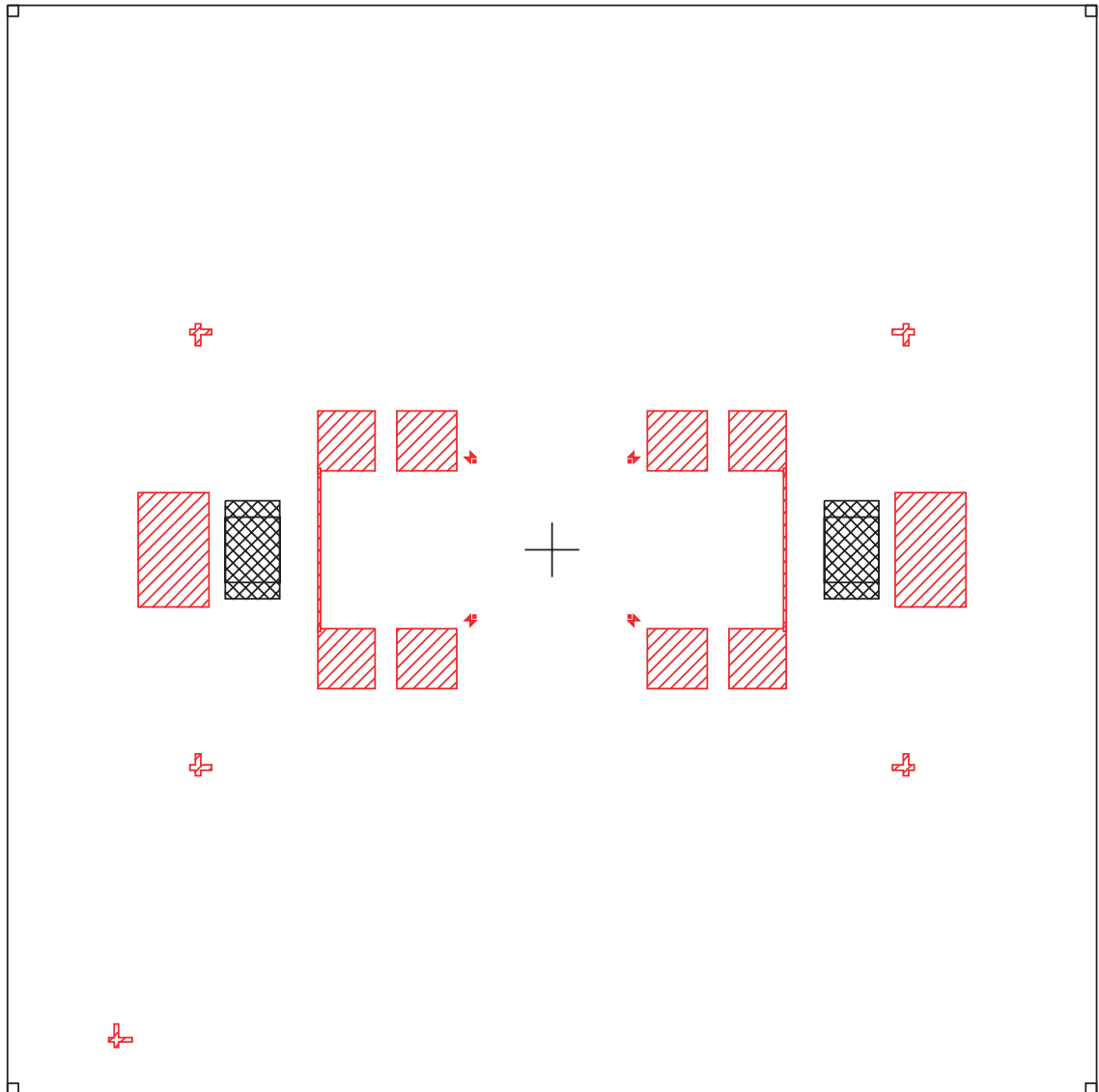


Abbildung D.2.: Verarmungs-IDT; Maske für die Kontakte. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen. (gekreuzt schraffierter Bereich).

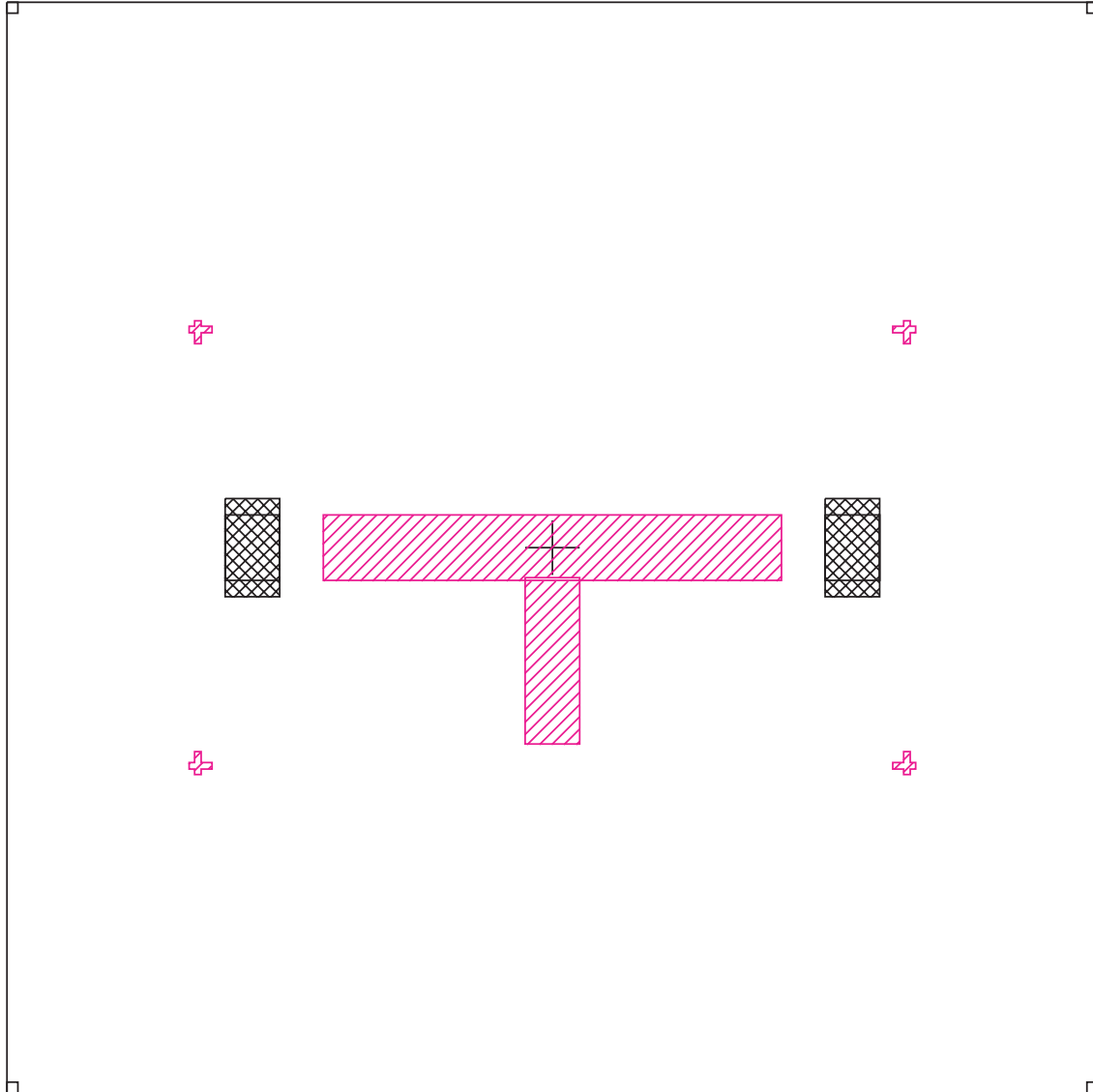


Abbildung D.3.: Verarmungs-IDT; Maske für die Feldeffektelektrode zum variieren der Ladungsträgerdichte. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen. (gekreuzt schraffierter Bereich).

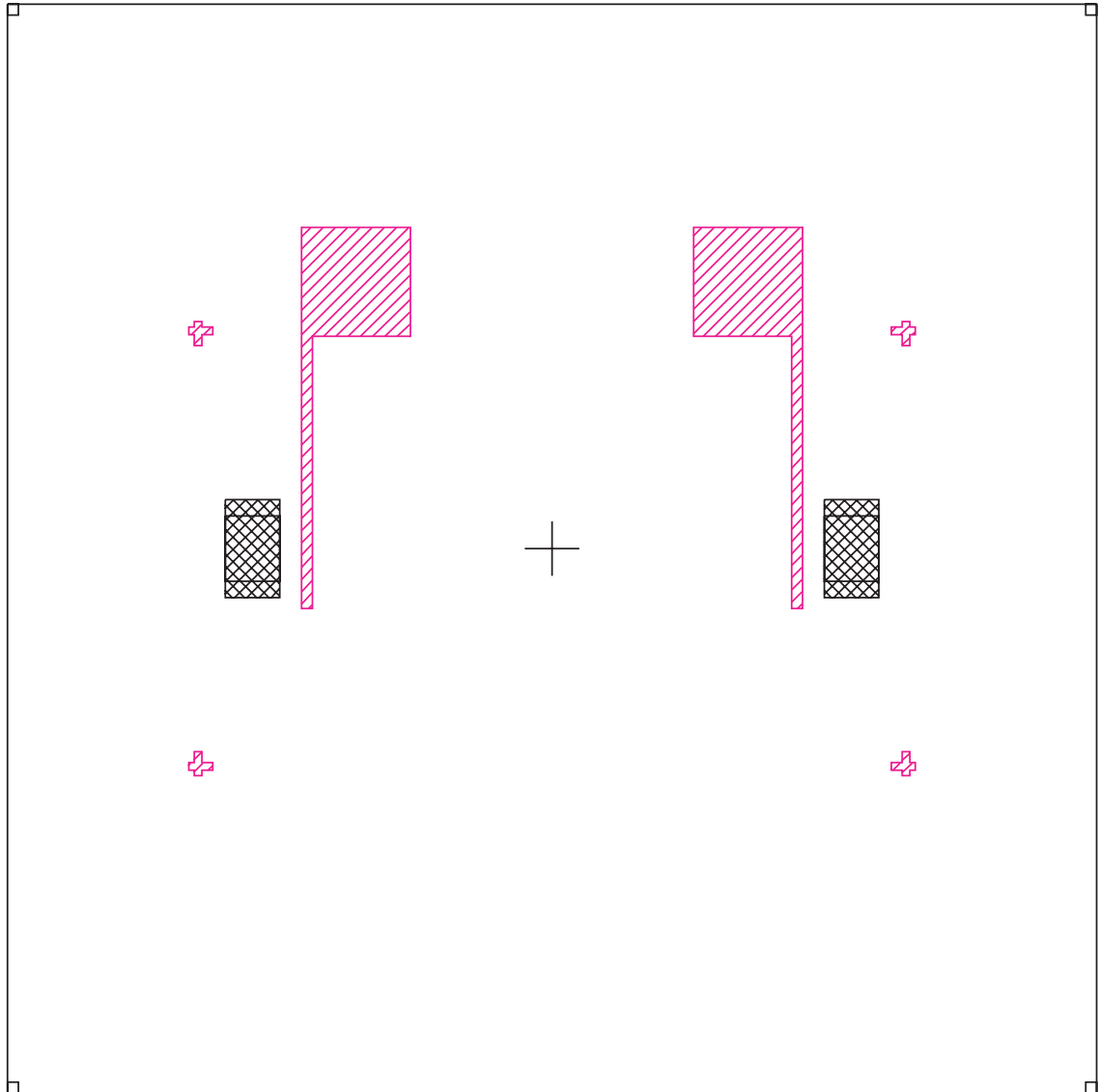


Abbildung D.4.: Verarmungs-IDT; Maske für die Feldeffektelektrode zum trennen des aktiven Mesabereichs. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen. (gekreuzt schraffierter Bereich).

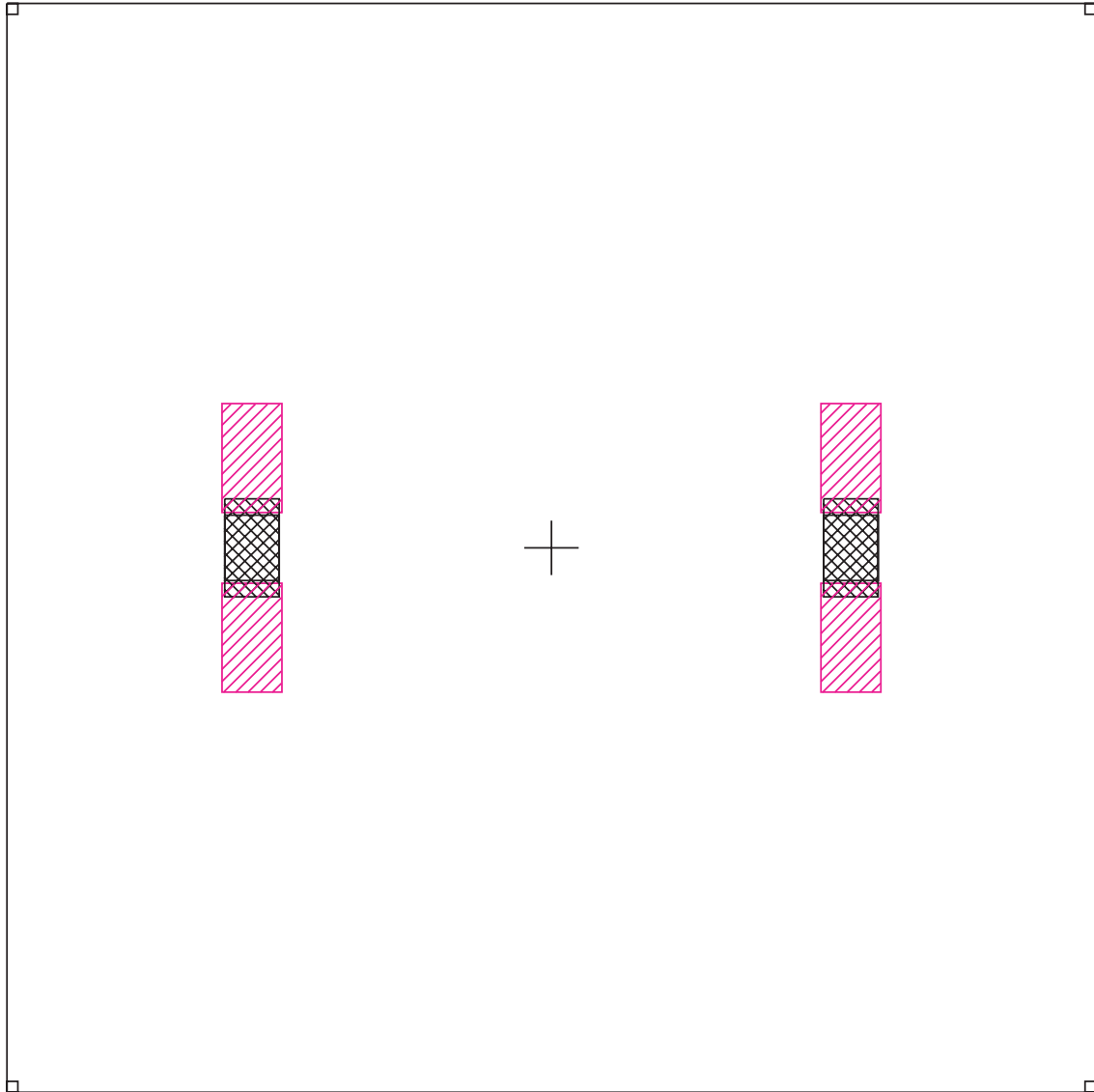


Abbildung D.5.: Verarmungs-IDT; Maske für die IDT-Kontakte. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen. (gekreuzt schraffierter Bereich).

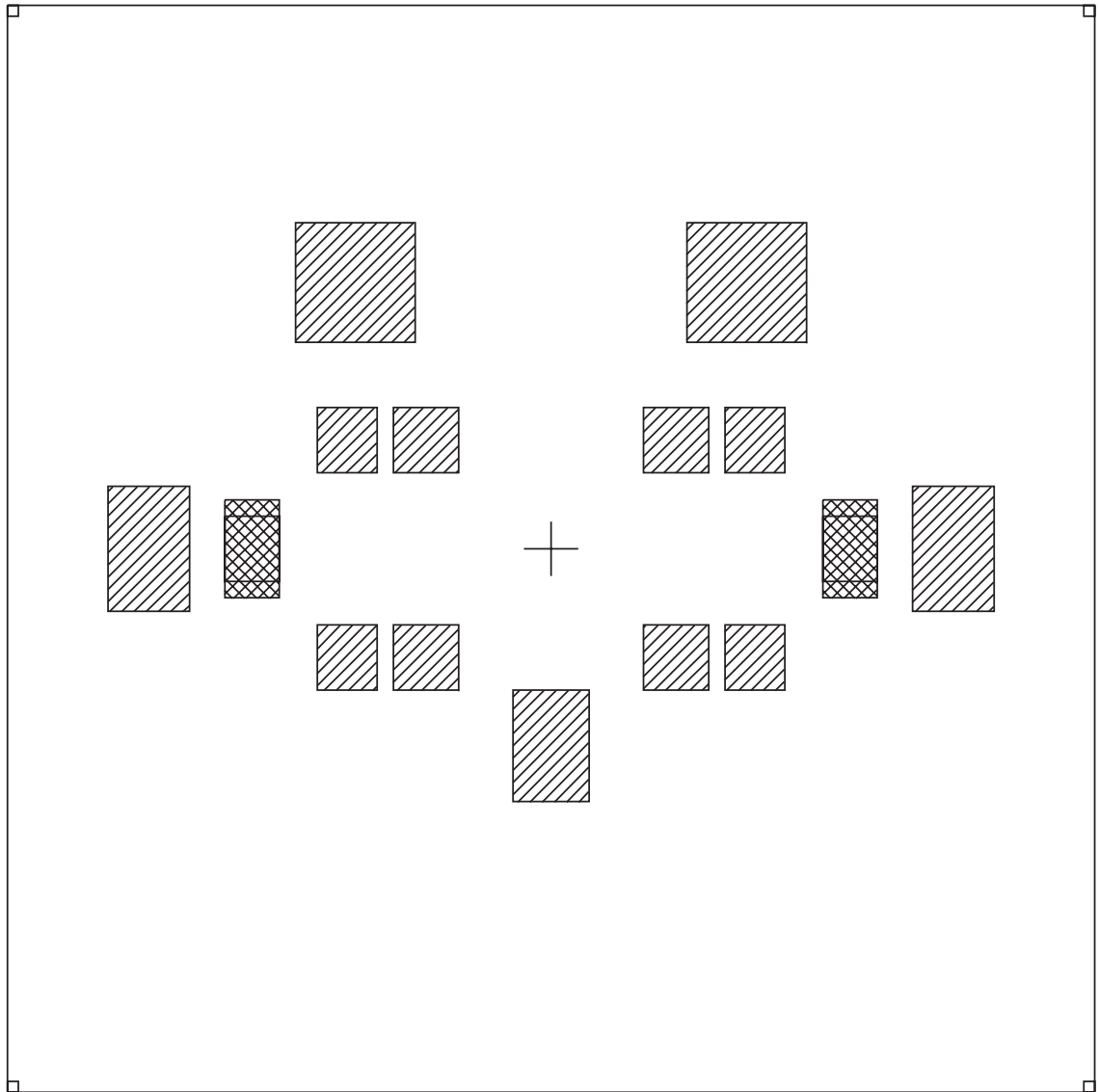


Abbildung D.6.: Verarmungs-IDT; Maske für die Bondflächen. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske. Zur Orientierung, ist die Dimensionierung des 3GHz Schallwandlers in die Zeichnung mit eingetragen. (gekreuzt schraffierter Bereich).

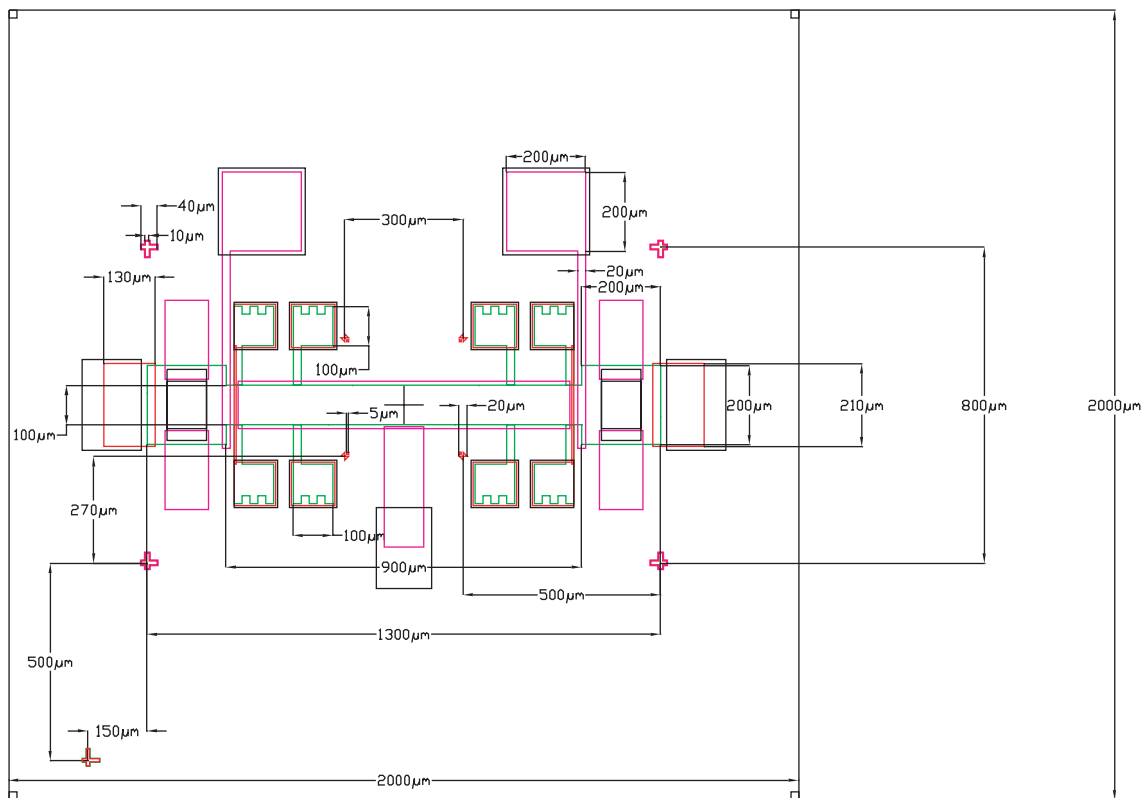


Abbildung D.7.: Verarmungs-IDT; Alle Masken übereinandergelegt. Wegen der Übersichtlichkeit sind sämtliche Schraffuren nicht dargestellt.

E. Maskensatz für die Strukturierung der Hybrid–QPK–Probe

Im folgenden ist der komplette Maskensatz, der für die Bearbeitung des epitaktischen Films verwendet wird, dargestellt. Die Masken wurden von Markus Rotter für das entsprechende Layout der vorstrukturierten LiNbO_3 –Proben entworfen. Die Masken wurden bei der Siemens AG hergestellt.

Das fertige Probenlayout mit Bemaßung ist in Abb. E.1 zu sehen, während die Abbildungen E.2, E.3, E.4, E.5 und E.6 jeweils die verschiedenen Maskenstrukturen zeigen. Abbildung E.7 stellt schließlich alle Masken und das Probenlayout ausgerichtet übereinander dar.

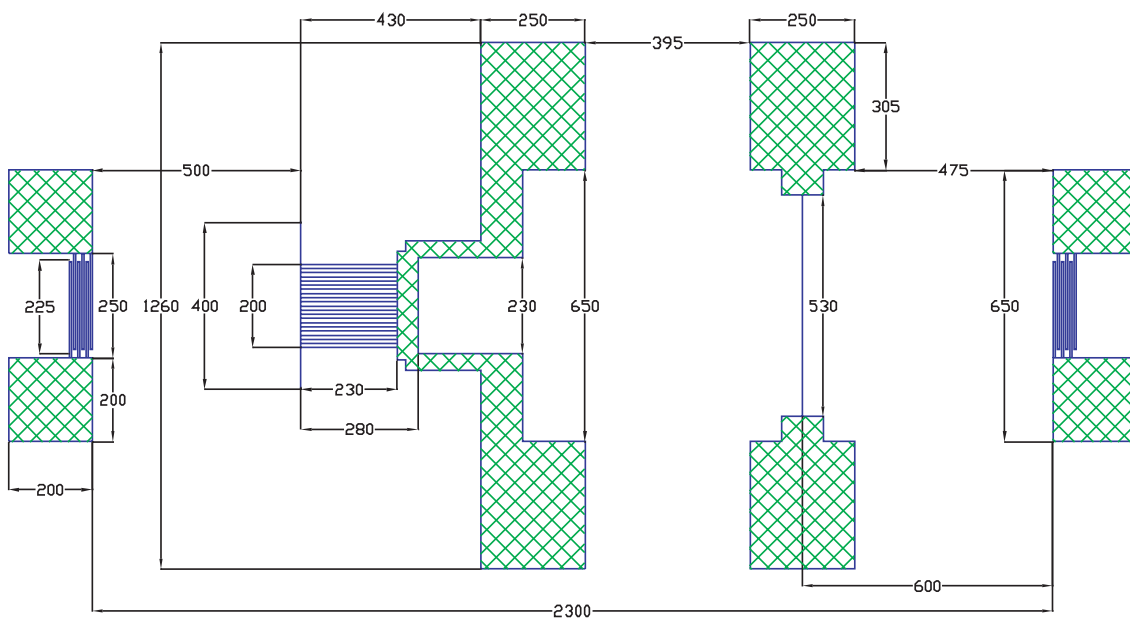


Abbildung E.1.: Hybrid-QPK-Probe; Probenlayout. Die gekreuz schraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche.

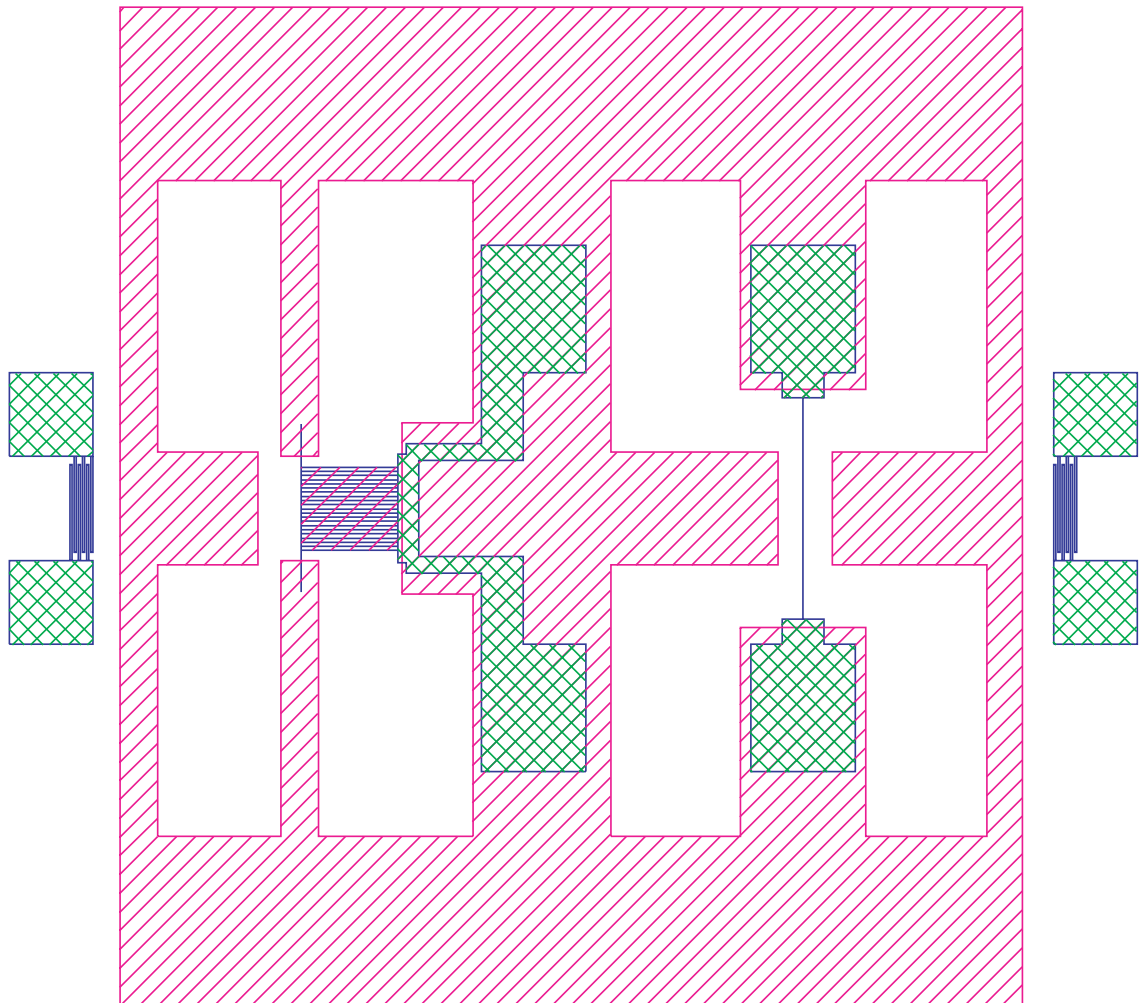


Abbildung E.2.: Hybrid-QPK-Probe; Maske für Mesastruktur. Die gekreuzt schraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske.

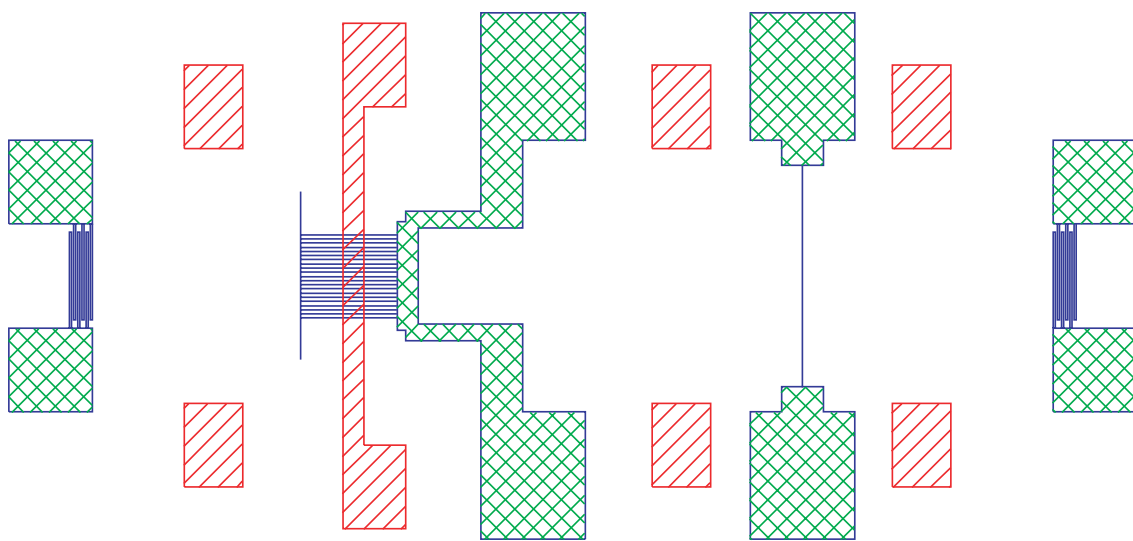


Abbildung E.3.: Hybrid-QPK-Probe; Maske für Kontakte. Die gekreuzt schraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske.

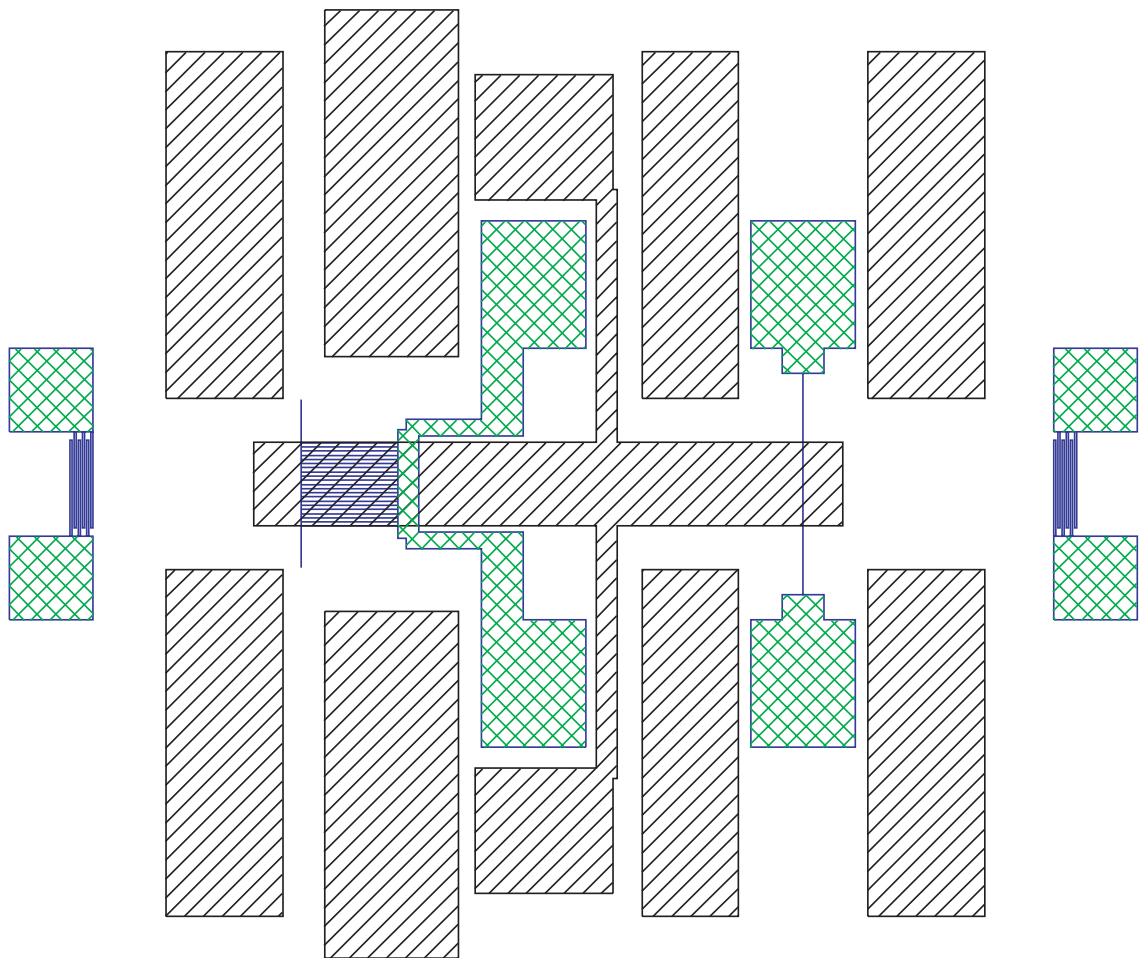


Abbildung E.4.: Hybrid-QPK-Probe; Maske für Bondflächen und Feldeffektelektrode. Die gekreuzt schraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske.

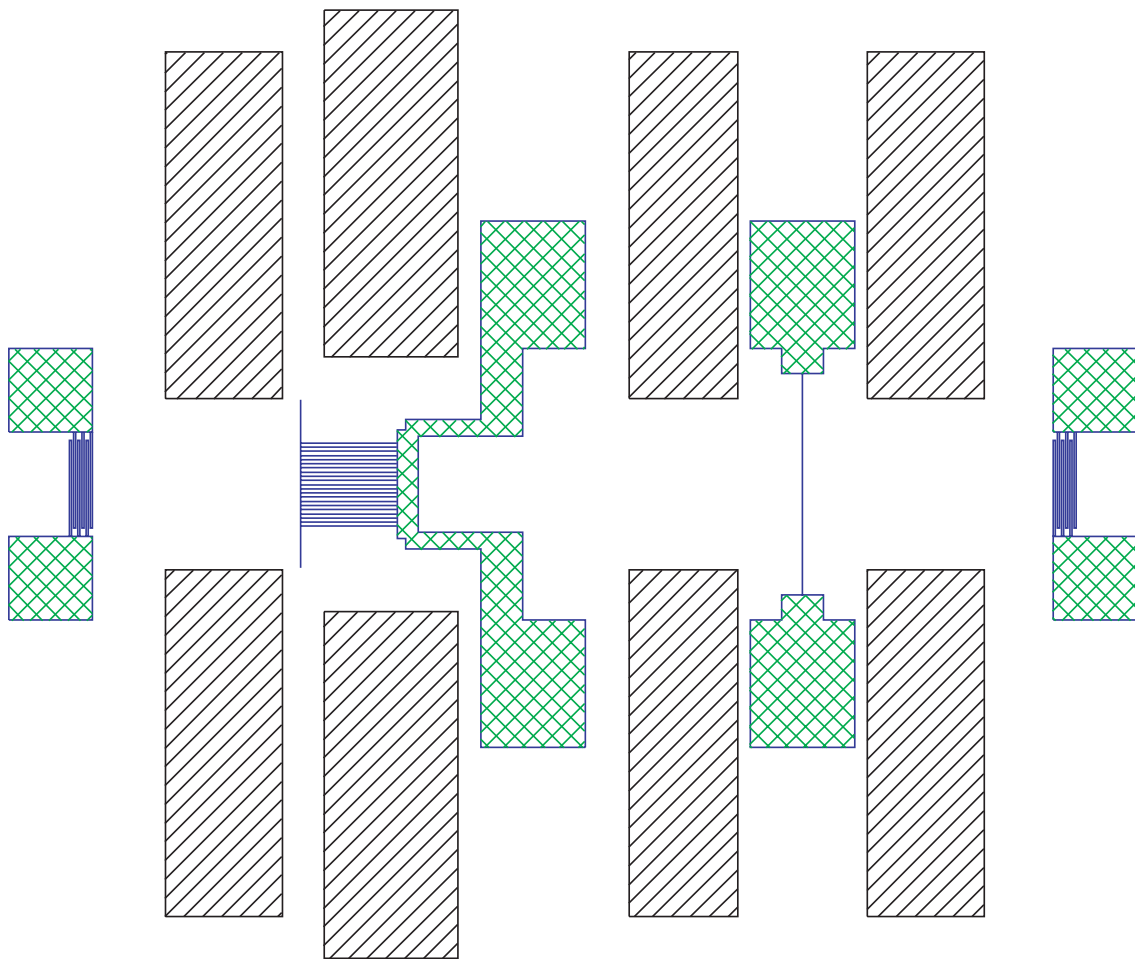


Abbildung E.5.: Hybrid-QPK-Probe; Maske *nur* für Bondflächen. Die gekreuzt schraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske.

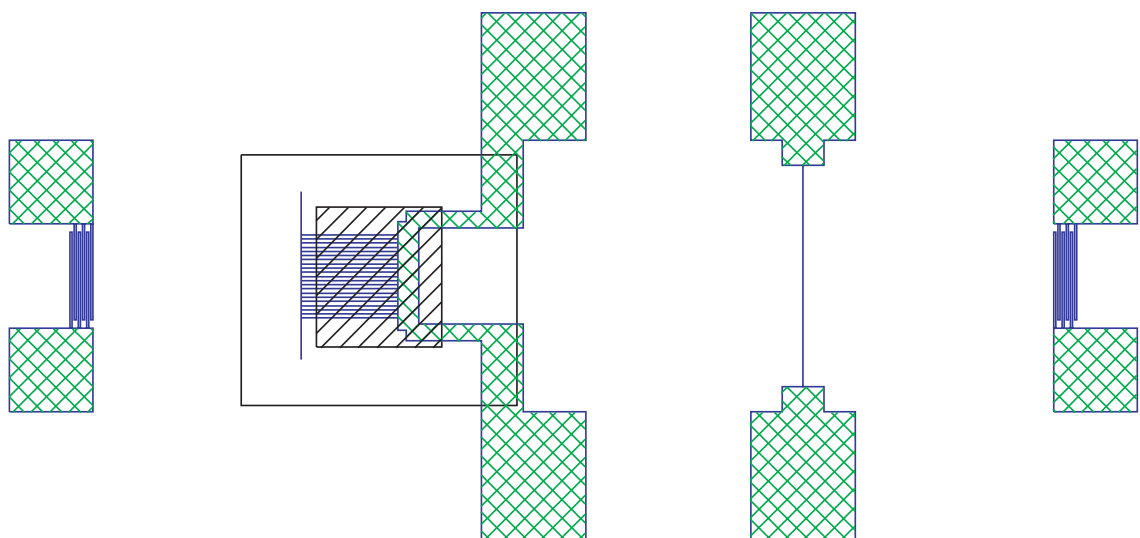


Abbildung E.6.: Hybrid-QPK-Probe; Maske für abstandhaltendes Oxid. Die gekreuzschraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Die schraffierten Bereiche entsprechen jeweils den durchsichtigen Stellen der Maske.

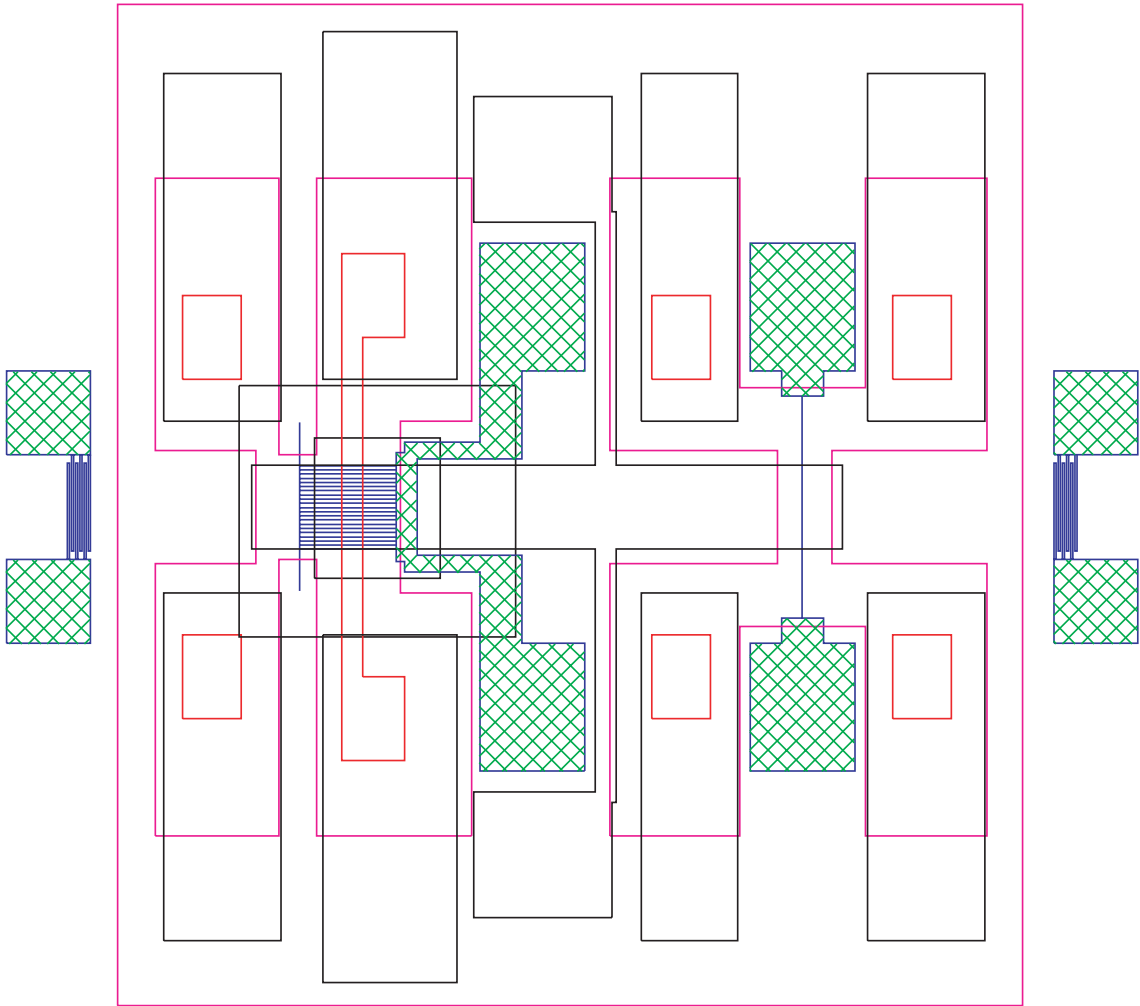


Abbildung E.7.: Hybrid-QPK-Probe; Alle Masken übereinander gelegt. Die gekreuzschraffierten Bereiche zeigen die mit Aluminium metallisierten Bereiche. Wegen des besseren Überblicks wurden sämtliche Schraffuren der *Masken* weggelassen.

Literaturverzeichnis

- [Adler 71] R. Adler, *IEEE Trans. on Son. and Ultrasonics* **SU-18**, 115 (1971)
- [Aguiar 91] F.M. de Aguiar, D.A. Wharam, *Phys. Rev. B* **43**, 9984 (1991)
- [Aizin 98] G.R. Aizin, G. Gumbs, M. Pepper, *Phys. Rev. B* **58**, 10589 (1998)
- [Ando 82] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982)
- [Auld 73] B.A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids Band II*, John Wiley & Sons, Nex York (1973)
- [Beenakker 89] C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989)
- [Beenakker 91] C.W.J. Beenakker, H. van Houten, *Solid State Phys.* **44**, 1 (1991)
- [Beil 99] F.W. Beil, *Diplomarbeit* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1999)
- [Bø 97] Ø.L. Bø, H. Totland, Y. Galperin, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 8381 (1997)
- [Böhm 97] S. Böhm, *Diplomarbeit* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1997)
- [Buchetmann 98] D. Buchetmann, *Diplomarbeit* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1998)
- [Büttiker 86] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986)
- [Büttiker 90] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **41**, 7906 (1990)
- [Cobden 91] D.H. Cobden, N.K. Patel, M. Pepper, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost, G.A.C. Jones, *Phys. Rev. B* **44**, 1938 (1991)
- [Cunningham 99] J. Cunningham, V.I. Talyanskii, J.M. Shilton, M. Pepper, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **60**, 4850 (1999)

- [Cunningham 00] J. Cunningham, V.I. Talyanskii, J.M. Shilton, M. Pepper, A. Kristensen, P.E. Lindelof, *Phys. Rev. B* **62**, 1564 (2000)
- [Datta 78] S. Datta, B.J. Hunsinger, *J. Appl. Phys.* **49**, 475 (1978)
- [Datta 86] S. Datta, *Surface Acoustic Wave Devices*, Prentice–Hall (1986)
- [Datta 89] S. Datta, *Superlattices and Microstructures* **6**, 83 (1989)
- [Davies 99] J.H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors, An Introduction*, Cambridge University Press (1999)
- [Delsing 89] P. Delsing, K.K. Likharev, L.S. Kuzmin, T. Claeson, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1180 (1989)
- [Efros 90] A.L. Efros, Y.M. Galperin, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1959 (1990)
- [Ensslin 90] K. Ensslin, P.M. Petroff, *Phys. Rev. B* **41**, 12307 (1990)
- [Esslinger 92] A. Esslinger, *Dissertation an der Ludwig–Maximilians–Universität München*
- [Esslinger 94] A. Esslinger, R.W. Winkler, C. Rocke, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, H. Nickel, W. Schlapp, R. Lösch, *Surface Science* **305**, 83 (1994)
- [Falko 92] V.I. Falko, S.V. Iordanskii, *Condens. Matter* **4**, 9201 (1992)
- [Farnell 70] G.W. Farnell, I.A. Cermak, P. Silvester, S.K. Wang, *IEEE Trans. Sonics. Ultrason* **SU-27**, 188 (1970)
- [Farnell 77] G.W. Farnell, *Surface Wave Filters*, H. Matthews, John Wiley & Sons (1977)
- [Flensberg 99] K. Flensberg, Q. Niu, M. Pustilnik, *Phys. Rev. B* **60**, R16291 (1999)
- [Gallop 90] J.C. Gallop, *SQUIDS, The Josephson Effects and Superconducting Electronics*, Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York (1990)
- [Geerligs 90] L.J. Geerligs, V.F. Anderegg, P.A.M. Holweg, J.E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina, M.H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2691 (1990)
- [Glazman 89a] L.I. Glazman, A.V. Khaetskii, *JETP Lett.* **48**, 591 (1989)
- [Glazman 89b] L.I. Glazman, A.V. Khaetskii, *Europhys. Lett.* **9**, 263 (1989)
- [Gumbs 98] G. Gumbs, G.R. Aizin, M. Pepper, *Phys. Rev. B* **57**, 1654 (1998)

-
- [Gumbs 99] G. Gumbs, G.R. Aizin, M. Pepper, *Phys. Rev. B* **60**, R13954 (1999)
- [Gurevich 96] V.L. Gurevich, V.B. Pevzner, G.J. Iafrate, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3881 (1996)
- [Hartmann 73] C.S. Hartmann, D.T. Bell, R.C. Rosenfeld, *IEEE Trans.* **MTT-21**, 162 (1973)
- [Harvey 72] I.K. Harvey, *Rev. Sci. Instrum.* **43**, 1626 (1972)
- [Haubrich 97a] A.G.C. Haubrich, *Diplomarbeit* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1997)
- [Haubrich 97b] A.G.C. Haubrich, D.A. Wharam, H. Kriegelstein, S. Manus, A. Lorcke, J.P. Kotthaus, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3251 (1997)
- [Heinzel 94a] Th. Heinzel, D.A. Wharam, F.M. de Aguiar, J.P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle, G. Weinmann, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1220 (1994)
- [Heinzel 94b] Th. Heinzel, *Dissertation* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1994)
- [Hirayama 89] Y. Hirayama, T. Saku, Y. Horikoshi, *Phys. Rev. B* **39**, 5535 (1989)
- [Hunt 90] W.D. Hunt, Y. Kim, F. Fliegel, *J. Appl. Phys.* **69**, 1936 (1990)
- [Hutson 62] A.R. Hutson, D.L. White, *J. Appl. Phys.* **33**, 40 (1962)
- [Hur,Comp 93] K.Y. Hur, R.C. Compton, *IEEE Transactions on Electron Devices* Vol. 40 **10**, 1736-1739 (1993)
- [Ibach 90] Ibach, Lüth, *Festkörperphysik*, 3. Auflage Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1990)
- [Ingebrigtsen 69] K.A. Ingebrigtsen, *J. Appl. Phys.* **40**, 2681 (1969)
- [Ingebrigtsen 70] K.A. Ingebrigtsen, *J. Appl. Phys.* **41**, 454 (1970)
- [Irmer 99] B. Irmer, *Dissertation* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1999)
- [Jeckelmann 97] B. Jeckelmann, B. Jeanneret, „Die Anwendung des Quanten-Hall-Effekts in der Metrologie“, *OFMET Info* **4**, (1997)
- [Josephson 62] B.D. Josephson, *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962)

- [Keller 96] M.W. Keller, J.M. Martinis, N.M. Zimmerman, A.H. Steinbach, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1804 (1996)
- [Kelly 89] M.J. Kelly, *J. Phys., Condens. Matter* **1**, 7643 (1989)
- [Kelly 95] M.J. Kelly, *Low-Dimensional Semiconductors, Materials, Physics, Technology, Devices*, Oxford Science Publications (1995)
- [Klitzing 80] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980)
- [Kouwenhoven 91] L.P. Kouwenhoven, A.T. Johnson, N.C. van der Vaart, C.J.P.M. Harmans, C.T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1626 (1991)
- [Kriegelstein 96] H. Kriegelstein, *Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München* (1996)
- [Kronmüller 99] S. Kronmüller, *Dissertation am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart* (1999)
- [Kurokawa 65] K. Kurokawa, *IEEE Trans. MTT-13*, No. 2 (1965)
- [Landauer 57] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957)
- [Lettau 92] C. Lettau, *Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München* (1994)
- [Levinson 00] Y. Levinson, O. Entin-Wohlman, P. Wölfle, *cond-mat*, 0002187 (2000)
- [Likharev 79] K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979)
- [Maaø97] F.A. Maaø, Y.M. Galperin, *Phys. Rev. B* **56**, 4028 (1997)
- [Manus 97] S. Manus, *Software zur Berechnung lateraler Kapazitätsbeläge* (1997)
- [Martinis 94] J.M. Martinis, M. Nahum, H.D. Jensen, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 904 (1994)
- [Maxwell 04] J.C. Maxwell, „A Treatise of Electricity and Magnetism“, Clarendon, Oxford (1904)
- [McEuen 91] P.L. McEuen et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1926 (1991)
- [Meirav 89] U. Meirav, M.A. Kastner, M. Heiblum, S.J. Wind, *Phys. Rev. B* **40**, 5871 (1989)

-
- [Moline 92] D. Moline, *Software MIMP — Motorola's Impedance Matching Program* (1992)
- [Müller 95] P. Müller, *Diplomarbeit* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1995)
- [Munasingh 72] M. Munasingh, G.W. Farnell, *J. Appl. Phys.* **44**, 2025 (1972)
- [Nagamune 94] Y. Nagamune, H. Sakaki, L.P. Kouwenhoven, L.C. Mur, C.J.P. Harman, J. Motohisa, H. Noge, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2379 (1994)
- [Nixon 91] J.A. Nixon, J.H. Davies, H.U. Baranger, *Phys. Rev. B* **43**, 12638 (1991)
- [Paalanen 92] M.A. Paalanen, R.L. Willett, P.B. Littlewood, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, D.J. Bishop, *Phys. Rev. B* **45**, 11342 (1992)
- [Parmenter 53] R.H. Parmenter, *Phys. Rev.* **89**, 990 (1953)
- [Peters 93] C. Peters, *Dissertation* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1993)
- [Pothier 91] H. Pothier, P. Lafarge, P.E. Orfila, C. Urbina, D. Esteve, M.H. Devoret, *Physica B* **169**, 573 (1991)
- [Rayleigh 1885] Lord Rayleigh, *Proc. London Math. Soc.* **17**, 4 (1885)
- [Reß 94] R. Reß, *Diplomarbeit* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1994)
- [Rocke 93] C. Rocke, *Diplomarbeit* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1993)
- [Rocke 94] C. Rocke, S. Manus, A. Wixforth, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2422 (1994)
- [Rocke 97a] C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4099 (1997)
- [Rocke 97b] C. Rocke, *Dissertation* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1997)
- [Rotter 96] M. Rotter, *Diplomarbeit* an der Ludwig-Maximilians-Universität München (1996)
- [Rotter 97] M. Rotter, C. Rocke, S. Böhm, A. Lorke, A. Wixforth, W. Ruile, L. Korte, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2097 (1997)

- [Rotter 98] M. Rotter, A. Wixforth, W. Ruile, D. Bernklau, H. Riechert, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2128 (1998)
- [Rotter 99a] M. Rotter, *Dissertation* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1999)
- [Rotter 99b] M. Rotter, A.V. Kalameitsev, A.O. Govorov, W. Ruile, A. Wixforth, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2171 (1999)
- [Sauer 99a] W. Sauer, M. Streibl, T.H. Metzger, A.G.C. Haubrich, S. Manus, A. Wixforth, J. Peisl, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1709 (1999)
- [Sauer 99b] W. Sauer, *Dissertation* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (1999)
- [Scriba 88] J. Scriba, *Diplomarbeit* an der Universität Hamburg (1988)
- [Shashkin 99] A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, E.V. Deviatov, B. Irmer, A.G.C. Haubrich, J.P. Kotthaus, M. Bichler, W. Wegscheider, *JETP Lett.* **69**, 603 (1999)
- [Sherwin 94] M.E. Sherwin, J.A. Simmons, T.E. Eiles, N.E. Harff, J.F. Klem, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2326 (1994)
- [Shilton 95] J.M. Shilton, D.R. Mace, V.I. Talyanskii, M.Y. Simmons, M. Pepper, A.C. Churchill, D.A. Ritchie, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 7675 (1995)
- [Shilton 96a] J.M. Shilton, D.R. Mace, V.I. Talyanskii, Y. Galperin, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.A. Ritchie, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, L337 (1996)
- [Shilton 96b] J.M. Shilton, V.I. Talyanskii, M. Pepper, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost, C.J.B. Ford, C.G. Smith, G.A.C. Jones, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, L531 (1996)
- [Simon 96] S.H. Simon, *Phys. Rev. B* **54**, 13878 (1996)
- [Šordan 96] R. Šordan, K. Nikolić, *Phys. Rev. B* **54**, 10332 (1996)
- [Streibl 91] M. Streibl, *Software SMITH V 1.1* (1997)
- [Streibl 99a] M. Streibl, *private Mitteilung* (1999)
- [Streibl 99b] M. Streibl, A.O. Govorov, A. Wixforth, C. Kadow, A.C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 4139 (1999)

-
- [Streibl 00] M. Streibl, *Dissertation* an der Ludwig–Maximilians–Universität München (2000)
- [Szafer 89] A. Szafer, A.D. Stone, *Phys. Ref. Lett.* **62**, 300 (1989)
- [Sze 85] S.M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology*, John Wiley & Sons (1985)
- [Talyanskii 97] V.I. Talyanskii, J.M. Shilton, M. Pepper, C.G. Smith, C.J.B. Ford, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *Phys. Rev. B* **56**, 15180 (1997)
- [Talyanskii 98] V.I. Talyanskii, J.M. Shilton, J. Cunningham, M. Pepper, C.J.B. Ford, C.G. Smith, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *Physica B* **249-251**, 140 (1998)
- [Thornton 86] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1198 (1986)
- [Totland 97] H. Totland, Ø.L. Bø, Y.M. Galperin, *Phys. Rev. B* **56**, 15299 (1997)
- [Tsai 97] C.S. Tsai, B. Sun, A. Kar-Roy, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3185 (1997)
- [Victorow 62] I.A. Victorow, *Sov. Phys.-Acoust.* **7**, (1962)
- [Wagers 85] R.S. Wagers, *Rayleigh Wave Theory and Application*, E.A. Ash, E.G.S. Paige, Springer Verlag (1985)
- [Webster 85] R. Webster, *Rayleigh Wave Theory and Application*, E.A. Ash, E.G.S. Paige, Springer Verlag (1985)
- [Wees 88] B.J. van Wees, H. van Houten, J.G. Beenakker, L.P. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988)
- [Weinreich 57a] G. Weinreich, H.G. White, *Phys. Rev.* **106**, 1104 (1957)
- [Weinreich 57b] G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 317 (1957)
- [Weissbuch 91] C. Weissbuch, B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures*, Academic Press Inc., San Diego (1991)
- [Wharam 88] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *J. Phys. C* **21**, L209 (1988)

- [Wharam 89] D.A. Wharam, U. Ekenberg, M. Pepper, D.G. Hasko, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, D.C. Peacock, G.A.C. Jones, *Phys. Rev. B* **39**, 6283 (1989)
- [White 65] R.M. White, F.W. Voltmer, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 314 (1965)
- [Wieck 90] A.D. Wieck, K. Ploog, *Appl. Phys. Lett* **56**, 928 (1990)
- [Willett 90] R.L. Willett, M.A. Paalanen, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, D.J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 112 (1990)
- [Willett 93] R.L. Willett, R.R. Ruel, K.W. West, L.N. Pfeiffer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3846 (1993)
- [Willett 97] R.L. Willett, *Semicond. Sci. Technol.* **12**, 495 (1997)
- [Winkler 93] R.W. Winkler, *Dissertation an der Ludwig–Maximilians–Universität München*
- [Wixforth 86] A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2104 (1986)
- [Wixforth 87] A. Wixforth, *Dissertation an der Universität Hamburg* (1987)
- [Wixforth 88] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp, *J. Appl. Phys.* **64**, 2213 (1988)
- [Wixforth 89] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, J.P. Kotthaus, *Phys. Rev. B* **40**, 7874 (1989)
- [Wyss 93] R.A. Wyss, C.C. Eugster, J.A. del Alamo, Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1522 (1993)
- [Yablonovitch 87] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, J.P. Harbison, R. Bhat, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2222 (1987)
- [Yablonovitch 90] E. Yablonovitch, D.M. Hwang, T.J. Gmitter, L.T. Florez, J.P. Harbison, *App. Phys. Lett.* **56**, 2419 (1990)
- [Zimmermann 99] S. Zimmermann, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler, *Science* **283**, 1292 (1999)
- [Zinke 90] O. Zinke, H. Brunswig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik Bd. 1/2*, 4. Auflage Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1990)

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei allen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- *Jörg Kotthaus* für die einmalige Gelegenheit in dieser sympathischen Gruppe meine Arbeit durchführen zu dürfen und für seine uneingeschränkte Unterstützung.
- *Achim Wixforth* für seine stete Hilfsbereitschaft bei allen Problemen und seine Betreuung in immer freundlicher Atmosphäre. Sein sprühender Ideenreichtum hat immer wieder Farbe in den Laboralltag gebracht.
- *Andreas Wieck, Peter Schafmeister und Dirk Reuter* für die stets prompte und gute Zusammenarbeit ohne die diese Arbeit nicht existieren würde.
- *Bernd Irmer, Valerie Dolgoplov und A. Shashkin* für die fruchtbare [Shashkin 99] Zusammenarbeit zum lateralen Tunneln.
- *Wolfgang Sauer und Martin Streibl* für die schöne Zusammenarbeit bezüglich der röntgentopographischen Aufnahmen.
- *Stephan Manus*, der mir immer zur Seite stand, wenn die Hochfrequenz- und Meßtechnik einen Anschlag auf mich vornahm.
- *Martin Streibl, Markus Rotter, Florian Beil, Hans-Jörg Kutschera* für Ihre Unterstützung in allen Belangen des Laboralltags.
- *Robert Blick, Fritz Simmel, Qin Hua und Artur Erbe* für Ihre äußerst engagierte Hilfe bei meinen Attacken gegen den Dillfridge.
- *Stefan Böhm und Fozzy*, die meinen kurzen Ausflug in das EPI-Lift-Off Wunderland tatkräftig unterstützt haben.
- *Armin Kriele und Klaus Werhahn*, die es erst ermöglichen, daß die gesamte Reinraumtechnologie, auf die wir so selbstverständlich vertrauen, überhaupt funktioniert.

- *Bert Lorenz*, dem Lehrstuhlmanager, ohne ihn wäre vieles nicht möglich gewesen.
- *Wolfgang Kurpas* für seine *Bombenunterstützung*, nicht nur beim *Bombenbasteln*, sondern auch für seine immer zur Verfügung stehende Hilfsbereitschaft in allen Belangen.
- *Pit Kiermaier*, den nichts abhalten konnte uns immer zuverlässig mit frisch gezapften Helium zu versorgen.
- *David Wharam* für die gute Freundschaft und den Support in allen Lebenslagen.
- *Sabrina* für Ihre stete Unterstützung und Geduld, mit der sie lange Meßabende, Präparationswochenenden und das Zusammenschreibexil ausgehalten hat.
- *Meinen Eltern und Stiefeltern* dafür, daß sie mir das Studium ermöglichten.
- *Allen anderen am Lehrstuhl* für die tolle Zeit zusammen.

Und ganz besonders bei den Vorderzimmern:

Martin Streibl, Hannes Luyken, Barbara Miller, Stefan Zimmermann, Stefan de Haan, Laura Pescini, Christian Schäflein, Stefan Böhm

Curriculum Vitae

Name	Alexander George Carl Haubrich
Geburtstag	23.12.1968
Geburtsort	Köln
Familienstand	verheiratet
September 1975 - Juli 1979	Grundschule Schwangau / Füssen.
September 1979 - Juni 1988	Gymnasium Füssen (math.-naturwiss. Zweig), abgeschlossen mit Abitur.
Juli 1988 - Juni 1990	Soldat auf Zeit für zwei Jahre.
November 1990 - März 1996	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München.
August 1994 - September 1994	Arbeit als Gastwissenschaftler am Lawrence Berkeley Laboratory in Berkeley Kalifornien, Bereich „Energy and Environment Division“. Arbeit auf dem Gebiet der elektrochromatischen Schichten.
November 1994 - November 1995	Diplomarbeit am Lehrstuhl für experimentelle Halbleiterphysik bei Prof. Dr. J.P. Kotthaus mit dem Thema „Mischexperimente an angepaßten parallelen Quantenpunktkontakten“.
Seit Oktober 1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für experimentelle Halbleiterphysik von Prof. Dr. J.P. Kotthaus an der Ludwig-Maximilians-Universität München.