

Ballistischer Transport von Elektronen in dichtemodulierten Ladungsträgerkonzentrationen

Diplomarbeit
von
Andy Quindeau

durchgeführt im
Fachbereich Physik
an der Universität Duisburg-Essen

am Lehrstuhl von
Prof. Dr. A. Lorke

Duisburg, Juni 2011

Für Rudi

„Verhältniss zur Wissenschaft. - Alle Die haben kein wirkliches Interesse an einer Wissenschaft, welche erst dann anfangen, für sie warm zu werden, wenn sie selbst Entdeckungen in ihr gemacht haben.“ (Nietzsche F., *Menschlich, Allzu Menschliches*, 1887)

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein zweidimensionales Elektronengas untersucht, das aufgrund eines Symmetriebruchs in der Ladungsträgerdichte gleichrichtende Eigenschaften besitzt. Die Stärke der Gleichrichtung kann durch Variation des zur Stromrichtung senkrecht stehenden Ladungsträgerdichtegradienten eingestellt werden. Zwei Schottky-Kontakte dienen hierbei als sogenannte "Gates", die, getrennt durch einen schmalen Spalt von 600 nm Breite, die individuelle Variation der Ladungsträgerdichte in beiden Bereichen ermöglichen. Der Abstand beider Gate-Kontakte ist für tiefe Temperaturen ($T < 30$ K) kleiner als die ballistische freie Weglänge.

Die grundlegende physikalische Ursache dieses gleichrichtenden Effekts konnte bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht endgültig geklärt werden. Es wird in dieser Diplomarbeit gezeigt, dass sich der beobachtete Effekt mittels eines ballistischen Transportmodells beschreiben lässt. Temperaturabhängige Messungen an den dichtemodulierbaren Proben weisen stark darauf hin, dass dem gleichrichtenden Effekt ein ballistischer Transport zu Grunde liegt. Anhand der Messdaten wird gezeigt, dass es nahezu zu einem Verschwinden der Effektstärke ab einem Temperaturbereich kommt, in welchem die ballistische freie Weglänge kleiner als die Ladungsträgerdichte-Stufenbreite wird. Nehmen die Streuprozesse innerhalb des symmetriebrechenden Bereichs mit steigender Temperatur zu, ändert sich die Art des Ladungstransports und wird diffusiv.

Mit Hilfe einer speziell strukturierten Probe und eines mathematischen Modells kann Modengleichrichtung von allen anderen Effekten zuverlässig separiert werden. Es wird herausgearbeitet, dass Modengleichrichtung in einem System mit zwei Gates zu keiner nennenswerten Querspannung führt.

Ferner kann gezeigt werden, dass ein temperaturabhängiges gleichrichtendes Verhalten des elektrischen Potentials in einem 2DEG-Leitkanal ohne Gate existiert. Mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Schottky-Diodenmodells wird der Einfluss der 2DEG-Kontakte auf die Potentialgleichrichtung untersucht. Erfolgversprechend, diesen Effekt zu erklären, ist das in Entwicklung befindende „Bulk-Effekt“-Modell, welches von Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. J. König ausgearbeitet wird. Es Modell sagt vorher, dass aufgrund verschiedener Einflüsse der unterschiedlichen Streumechanismen, es zu einem nichtlinearen Potentialverlauf in einem stromdurchflossenen 2DEG kommt.

Abschließend wird anhand einer weiterentwickelten Computersimulation gezeigt, dass die Gleichrichtung nicht vollständig durch einfache Annahmen eines simplen Billardmodells reproduziert werden kann. Verschiedene Ideen zur Weiterentwicklung eines realitätsnäheren Modells werden diskutiert.

Abstract

This thesis examines a two-dimensional electron-gas, which shows rectification effects due to a break in the symmetry of the carrier density. The strength of the rectification can be adjusted by modulation of the carrier density gradient, which is perpendicular to the bias axis. This adjustment is technically realized by two Schottky-contacts („Gates“), which are separated by a small split of 600 nm width. This enables the possibility of tuning the Gates individually by means of an applied Gatevoltage. The split width is smaller than the length of the ballistic mean free path, at a temperature smaller than 30 Kelvin.

The fundamental physical cause of this rectifying effect could not be clarified. However, it is shown in this thesis, that the observed effect can be described by a ballistic transport model. Temperature dependent measurements on density modulated specimens strongly indicate that ballistical electron transport could be responsible for the rectification. This rectification vanishes if the lattice temperature reaches a value where the ballistic mean free path is smaller than the carrier density step width. In the area where the symmetry breaks down, an increasing of scattering events change the conductance mechanism from ballistic to diffusive.

With a specially designed structure and a mathematical model it is possible to separate the self-gating effect from other rectifying phenomena. In a two gated system, the self-gating effect does not lead to a significant contribution of the rectification voltage.

Additionally, a temperature dependent rectifying behaviour of the potential of an ungated 2DEG channel can be observed. A Schottky-model, developed within the bounds of this thesis, can be used to investigate the 2DEG contacts. A promising method to explain this phenomenon is the so-called „bulk effect“, developed by members of the working group of Prof. Dr. J. König. In a 2DEG with an applied bias, this model predicts that different scattering influences are responsible for nonlinear behaviour in the electric potential.

Finally, an enhanced computer simulation demonstrates that the rectification effect based on a purely ballistic billiard model is not reproducibly in entirety. Several ideas to improve the simulation are discussed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Das zweidimensionale Elektronensystem	5
2.1.1	Ballistischer Transport und Gleichrichtung	9
2.1.2	Ein ballistisches Modell	11
2.2	Modengleichrichtung	13
3	Probencharakteristik, Messaufbau und Methodik	17
3.1	Struktur und Eigenschaften des verwendeten Probenmaterials	17
3.2	Probendesign	18
3.3	Tieftemperaturmessplatz	19
3.3.1	Closed-Cycle-Kryostat	20
3.3.2	Helium Badkryostat und VTI	20
3.4	Messmethoden und Auswertungsverfahren	22
3.4.1	Auswertung des nichtlinearen Anteils	22
3.4.2	Push-Pull-Verfahren	22
4	Experimentelle Befunde und ihre Diskussion	25
4.1	Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs	25
4.2	Abhängigkeit des Effekts von der Leitkanalbreite	34
4.3	Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte	35
4.3.1	Messung eines gleichrichtenden Effekts	36
4.3.2	Temperaturabhängigkeit	38
4.3.3	Diodenmodell	39
4.4	Einfluss der Modengleichrichtung	46
4.4.1	Entkopplung der Ladungsträgerdichtebereiche	47
4.4.2	Vergleich der Gleichrichtungseffekte	47
4.5	Temperaturabhängigkeit der dichtemodulierten Gleichrichtung	52
4.6	Simulation der Gleichrichtung anhand des ballistischen Modells	55
5	Zusammenfassung und Ausblick	61

6 Anhang	65
6.1 Probenpräparation	65
6.1.1 Reinigung	65
6.1.2 Fotolithographie	66
6.1.3 Elektronenstrahlithographie	66
6.1.4 Entwickeln	67
6.1.5 Ätzen	67
6.1.6 Metallisieren	68
6.1.7 Liftoff	68
6.1.8 Einlegierung	68
6.2 Kommentierter Quellcode	69
6.3 Präparationsrezepte	74
Literaturverzeichnis	76
7 Danksagung	81

1 Einleitung

Die moderne Nachrichten- und Computertechnologie ist die Grundlage unserer Kommunikationsgesellschaft und einer der wichtigsten Aspekte moderner Volkswirtschaften. Getrieben wird die Entwicklung in diesem Bereich durch eine fortschreitende Miniaturisierung integrierter Schaltkreise, die es ermöglichen, immer leistungsfähigere Datenverarbeitungsmechanismen bereitzustellen. Die Halbleiterindustrie ist somit bereits in Größenordnungen von wenigen Nanometern vorgedrungen (ca. 20 nm Strukturgröße bei Flash-Speichern (2011)). In diesen Dimensionen kommt es aus klassischer Sicht zum Beispiel zu unerwünschten Phänomenen wie dem Tunneleffekt [Fowler,86], welcher zu einer denkbaren oberen Grenze der Transistordichte auf Halbleiterchips führt. Allerdings können quantenmechanische Effekte auch genutzt werden, um neue Wege in der Grundlagenforschung zu beschreiten.

Das mittlerweile sehr umfangreiche Gebiet der Nanotechnologie entwickelte sich in den vergangenen Dekaden aufgrund vieler Erfolge stets weiter. Durch Ausnutzung der Quantennatur mikroskopischer Systeme konnten vor allem in der Grundlagenforschung große Fortschritte erzielt werden. Ein sehr populäres Beispiel dafür ist die Erzeugung zweidimensionaler Elektronengase (2DEGs) (ausführlich beschrieben in [Davies,97]), welche aufgrund einer Einschränkung der räumlichen Ausdehnung auf zwei Dimensionen mannigfaltige neue Anwendungen ermöglichen. Durch die hohe Beweglichkeit von 2DEGs auf GaAs-Basis [[Dingle,78],[Pfeiffer,89]] können Elektronen als ballistische Ladungsträger im μm -Bereich betrachtet werden. Aufgrund dieser Eigenschaft konnten in der Vergangenheit viele grundlegende Erkenntnisse über die quantenmechanische Natur von magnetischen Feldern und Ladungstransporteigenschaften gewonnen werden. Insbesondere sind an dieser Stelle der Quantenhalbleffekt [Klitzing,80] und der fraktionale Quantenhalbleffekt [Tsui,82] zu nennen.

Neben diesen zwei Gebieten gibt es eine Fülle von Anwendungen, welche jeweils wieder viele Forschungsgebiete ermöglichen. Ein 2DEG kann zum Beispiel als Detektor für Quantenpunktspektroskopie eingesetzt werden [Marquardt,11] und dient als Grundlage diverser ballistischer Transporteeffekte [[van Houten,88], [Song,98], - [Molenkamp,90], [Morfonios,11], [Fukai,92]].

In der vorliegenden Arbeit wird ebenfalls ein zweidimensionales Elektronengas untersucht. Durch das Aufbringen eines Schottkykontakts auf die Oberfläche einer GaAs

1 Einleitung

Halbleiter-Heterostruktur kann die Ladungsträgerdichte des 2DEGs unterhalb des Kontakts eingestellt werden [Ando,82]. Durch Aufbringen von zwei Schottkykontakten, die einen kleinen Abstand zueinander haben, können zwei parallele und elektrisch gekoppelte Bereiche mit voneinander unabhängig einstellbaren Ladungsträgerdichten erzeugt werden. Dies entspricht einem Streifen aus zwei Metallen mit einstellbaren und gegebenenfalls unterschiedlichen Fermi-Energien/Ladungsträgerdichten. Werden die Streifen auf verschiedene Ladungsträgerdichten eingestellt, so kann durch Anlegen einer Spannung (SD-Spannung) senkrecht zum Ladungsträgerdichtegradienten eine Querspannung abgegriffen werden, welche unabhängig von der Richtung des Stroms durch den Streifen ist. Der symmetrische Anteil dieser Querspannung ist proportional zum Quadrat der angelegten SD-Spannung und hängt insbesondere stark von der Ladungsträgerdichtedifferenz zwischen den zwei Bereichen ab. Dadurch ist es möglich, die Stärke dieser Gleichrichtung durch Variation der Spannung an den Schottkykontakten einzustellen und sogar ihre Polarität zu ändern [Ganczarczyk,07].

Das Ziel der Arbeit ist es, einer physikalischen Erklärung der messbaren Gleichrichtung näher zu kommen, welche durch den modulierbaren Symmetriebruch entsteht. Es werden mit verschiedenen Methoden und anhand speziell präparierter Strukturen Einflüsse anderer Effekte untersucht, welche ein gleichrichtendes Verhalten zeigen und dadurch Einfluss auf den dichtemodulierten Gleichrichter besitzen können. Ein solcher Effekt ist zum Beispiel die Modengleichrichtung, welche durch das Aufbringen von Schottkykontakten entsteht. Die Frage, ob in einem System mit unterschiedlich vorgespannten Schottkykontakten die gemessene Gleichrichtung einer Modengleichrichtung entspricht, ist von grundlegendem Interesse. Durch das Separieren verschiedener Phänomene kann die Anzahl möglicher Erklärungen reduziert werden, welche der dichtemodulierten Gleichrichtung zugrunde liegen.

Ferner wird die aus der Computersimulation in [Ganczarczyk,07] resultierende Fragestellung aufgegriffen und eine stark erweiterte Simulation entwickelt. Es soll letztendlich durch die Annahme eines umfassenderen Billard-Modells geklärt werden, ob sich die quadratische Abhängigkeit der Querspannung von der angelegten SD-Spannung reproduzieren lässt.

Die Diplomarbeit ist in die folgenden Abschnitte unterteilt:

- **Grundlagen:** Dieses Kapitel umfasst die theoretische Beschreibung eines Elektronengases und des ballistischen Transports. Es wird ein ballistisches Modell vorgestellt, welches imstande ist, die beobachtete Gleichrichtung teilweise zu beschreiben. Ferner wird die Modengleichrichtung erklärt und ein formaler Zusammenhang hergeleitet, welcher den Einfluss eines Schottkykontakts auf ein 2DEG beschreibt.

- **Probencharakteristik, Messaufbau und Methodik:** Hier werden die Messapparaturen, sowie spezielle Auswertungsverfahren beschrieben. Die gemessenen Probenstrukturen werden vorgestellt und ihre speziellen Charakteristika aufgelistet.
- **Experimentelle Befunde und ihre Diskussion:** In diesem Abschnitt werden die experimentellen und berechneten Daten vorgestellt, an entsprechender Stelle miteinander verglichen und diskutiert.
- **Zusammenfassung und Ausblick:** Es werden in diesem Teil der Arbeit neue Fragestellungen aufgeworfen und der Erkenntnisgewinn aus den Experimenten resümiert.
- **Anhang:** Unter dem Kapitel „Anhang“ ist detailliert die Probenherstellung beschrieben, der Quelltext der verwendeten Computersimulation dokumentiert und die Wachstumsprotokolle der gemessenen Proben gezeigt.

2 Grundlagen

Das Kapitel „Grundlagen“ umfasst das theoretische Fundament der Diplomarbeit. Es werden zunächst die Eigenschaften eines zweidimensionalen Elektronengases dargestellt. Ferner wird die Theorie des ballistischen Transports beschrieben und auf ein Modell eingegangen, welches in [Ganczarczyk,07] entwickelt wurde, um einen ballistischen Gleichrichter mit Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte zu erklären. Zuletzt beschreibt das Kapitel die sogenannte Modengleichrichtung, deren Einfluss auf die ballistische Gleichrichtung in dieser Diplomarbeit diskutiert wird.

2.1 Das zweidimensionale Elektronensystem

Die in dieser Arbeit verwendeten Elektronensysteme sind zweidimensional. Zweidimensionalität ist in diesem Zusammenhang nicht als ein streng mathematischer Raum zu verstehen. Der im weiteren Verlauf der Arbeit als „2DEG“ abgekürzte Begriff „zweidimensionales Elektronengas“, wird aufgrund der Ausbreitungseinschränkung freier Elektronen in einer bestimmten Raumrichtung verwendet.

Um die Grundlagen eines 2DEGs zu beschreiben, wird als Beispiel eine einfache Heterostruktur aus GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ herangezogen. Durch gezielte Schichtung von GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kann die Bandstruktur in Wachstumsrichtung (z-Richtung) kontrolliert werden. Bei einer Schichtfolge von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ entsteht durch die verschiedenen Bandkantenverläufe ein Einschlusspotential in z-Richtung, welches durch die Dicke der GaAs-Schicht und den Al-Anteil x in der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht moduliert werden kann¹. Zur Beschreibung der Elektronenzustände wird häufig die *Effective-Mass-Approximation*² (EMA) verwendet. Die zeitunabhängige Schrödingergleichung von Elektronen an der Leitungsbandkante lautet:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_z} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\hbar^2}{2 m_{x,y}} \nabla_{\vec{r}}^2 + V_{\text{eff.}}(z) \right) \Psi(\vec{r}, z) = E \Psi(\vec{r}, z). \quad (2.1)$$

Das effektive Potential $V_{\text{eff.}}(z)$ setzt sich aus Anteilen des elektrostatischen Potentials, der Austauschwechselwirkung und den Potentialen des Bandkantenverlaufs zusammen. Das 2DEG liegt in der x-y-Ebene und besitzt die laterale, effektive Masse

¹Wird in der Literatur auch als *band-engineering* (Band-Modellierung) bezeichnet [Wilks,98].

²Engl. für Effektive-Masse-Näherung

2 Grundlagen

$m_{x,y}$. Die effektive Masse in z-Richtung m_z wird separiert, da durch die Schichtung in z-Richtung der Potentialverlauf der Bandkanten variiert. Dadurch erhält man die eindimensionale Schrödingergleichung in z-Richtung:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_z} \frac{\partial}{\partial z} + V_{\text{eff.}}(z) \right) \varphi_n(z) = E_{n,z} \varphi_n(z), \quad (2.2)$$

mit φ_n als Eigenfunktionen. Gebundene Elektronenzustände, so wie sie durch ein Einschlusspotential $V_{\text{eff.}}$ in z-Richtung (Abb. 2.1 a) gegeben sind, besitzen Lösungen der Gleichung 2.2 als quantisierte Energieeigenwerte:

$$E_{n,z} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2 m_z L^2}, \quad \text{mit } n \in \{1, 2, 3, \dots\}. \quad (2.3)$$

Wobei die Breite des Einschlusspotentials in z-Richtung durch L gegeben ist. In Abbildung 2.1 a wird schematisch der Bandkantenverlauf des oben diskutierten eindimensionalen Potentialeinschlusses gezeigt. E_1 und E_2 stellen die ersten beiden Energieniveaus dar, die sich in der GaAs-Schicht mit der Breite L bilden. Der Realteil der Wellenfunktion φ_n wird für beide Energieniveaus skizziert. Die Fermi-Verteilung der Elektronen wird als Stufenfunktion angenommen $f(E, T) \rightarrow f_0(E, 0)$, was auch für Temperaturen nahe dem Nullpunkt in guter Näherung gilt.

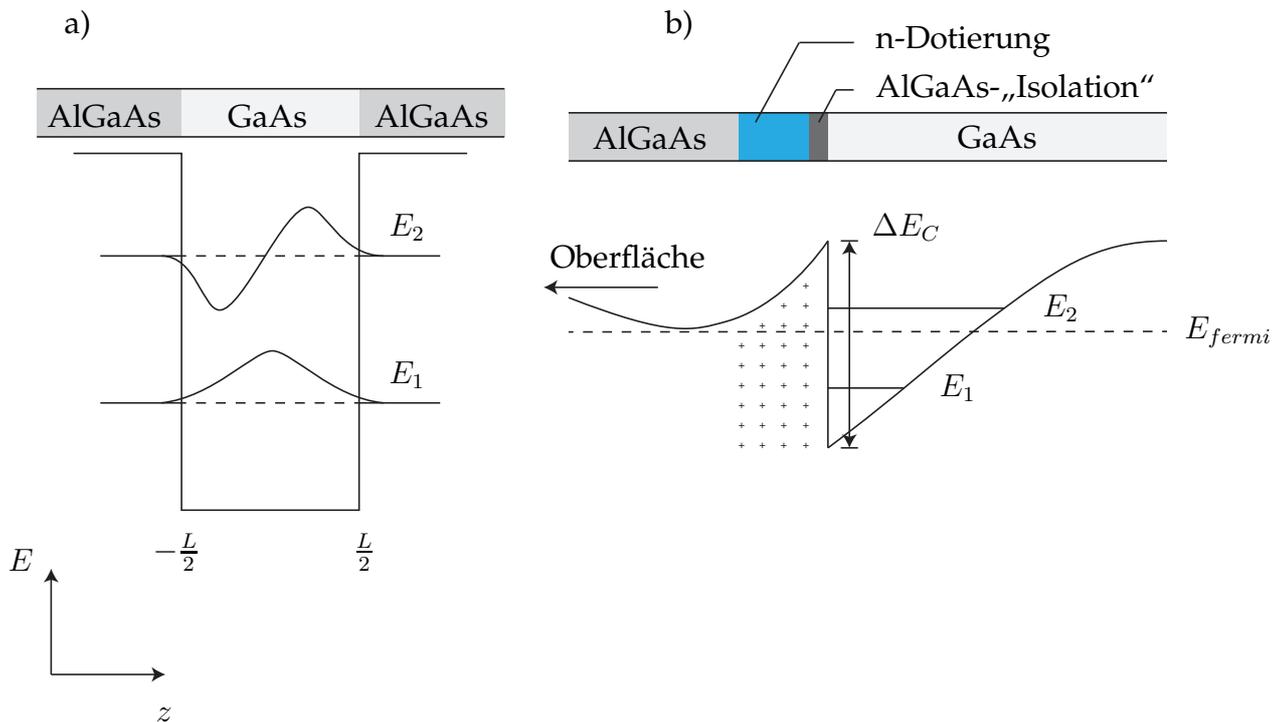


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Leitungsbandkantenverläufe in einem rechteckigen Einschlusspotential (a) und in einem Dreieckspotential (b) innerhalb einer n-dotierten Halbleiter-Heterostruktur.

2.1 Das zweidimensionale Elektronensystem

Für die Gesamtenergie des Systems ergibt sich durch Addition der separierten Lösungen $E_{x,y}$ und $E_{n,z}$:

$$E = E_{n,z} + \frac{\hbar^2}{2m_{x,y}} \cdot (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.4)$$

Durch die Quantisierung in z-Richtung folgt eine konstante Zustandsdichte der Elektronen $D(E)$ in einem Energieintervall $\Delta E = E_{n+1,z} - E_{n,z}$, wie sie schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt wird und besitzt folgende Form:

$$D(E) = n_s n_\nu \sum_n \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dk k \delta \left[E - E_{n,z} - \frac{\hbar^2}{2m_{x,y}} \cdot (k_x^2 + k_y^2) \right]. \quad (2.5)$$

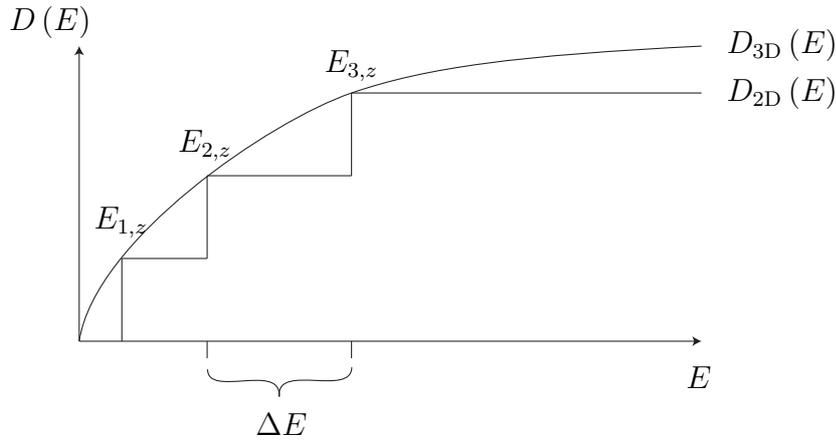


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Zustandsdichten eines dreidimensionalen- ($D_{3D}(E)$) und zweidimensionalen ($D_{2D}(E)$) Elektronensystems über die Energie.

Die Spin-Entartung n_s besitzt den Wert 2, die Valley-Entartung n_ν den Wert 1. Mit Hilfe der Heaviside-Funktion Θ kann der Ausdruck 2.5 vereinfacht werden zu:

$$D(E) = \sum_n \frac{m_{x,y}}{\pi \hbar^2} \Theta(E - E_{n,z}). \quad (2.6)$$

Durch Integration über die Energie kann die Anzahl der Elektronen berechnet werden, welche aufgrund ihrer Einschränkung in z-Richtung auf eine Fläche beschränkt sind. Die Elektronenkonzentration bzw. Ladungsträgerdichte wird allgemein mit

$$n_{2D} = \int_0^\infty dE D(E) f_0(E) \quad (2.7)$$

berechnet. Für den Fall, dass nur das erste Subband ($n = 1$) mit Elektronen besetzt ist, wird die Ladungsträgerdichte durch die Gleichung

$$n_{2D} = D_0 E_f \quad (2.8)$$

2 Grundlagen

beschrieben. D_0 ist gegeben durch

$$D_0 = \frac{m_{x,y}}{\pi \hbar^2}. \quad (2.9)$$

Das zweidimensionale Elektronensystem wird folglich dadurch definiert, dass für Elektronen nur k -Werte in x - und y -Richtung existieren, wohingegen bei $T = 0$ nur ein k -Wert in z -Richtung existiert (siehe Gl. 2.4).

Um 2DEGs mit besonders hoher Beweglichkeit herzustellen, ist es sinnvoll, die in z -Richtung eingeschränkten Elektronen von ihren Ionenrümpfen räumlich zu trennen. Dadurch kommt es zu einer geringeren Coulomb-Störstellen-Streuung. In der Halbleiterindustrie erreicht man dies durch intrinsische Bereiche zwischen den dotierten Schichten und dem Einschluss. In Abbildung 2.1 b wird anhand eines einfachen Leitungsbandschemas verdeutlicht, wie die räumliche Trennung funktioniert. Durch eine Isolationsschicht aus AlGaAs zwischen dem dotierten Bereich und dem GaAs wird das Leitungsband zwischen AlGaAs und GaAs um ΔE_C verbogen. Zwischen der Isolierschicht und der undotierten AlGaAs-Schicht befindet sich ein mit Donatoratomen dotierter Bereich, welcher die Ladungsträger für das 2DEG liefert. Die Fermienergie liegt optimalerweise zwischen E_1 und E_2 und ansonsten unterhalb der Leitungsbandkanten. Daraus resultiert, dass die Ladungsträger im Potentialeinschluss nicht zurück zu den Donatoratomen gelangen können. Da es sich allerdings bei einem solchen Einschluss um ein Dreieckspotential handelt, stimmen die Energieeigenwerte $E_{n,z}$ in 2.3 nicht mehr, sondern müssen leicht modifiziert werden. Eine Lösung dieses speziellen Problems liefert die Airy-Funktion Ai [Stern,67], deren Energieeigenwerte numerisch berechnet werden können:

$$E_{n,z} \cong \left(\frac{\hbar^2}{2m_z} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{3\pi e E_{eff}}{2} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (2.10)$$

wobei E_{eff} die effektive Feldstärke ist (Typisch $E_{eff} = 7 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ [Marquardt,06]. Alle notwendigen Voraussetzungen für ein zweidimensionales Elektronengas sind somit auch in diesem System gegeben.

Durch einen Schottky-Kontakt (Gate-Elektrode) an der Oberfläche einer solchen Halbleiterheterostruktur können die Bänder durch Anlegen einer elektrischen Spannung bezüglich des chemischen Potentials μ verbogen werden. Es ist deshalb möglich, die Ladungsträgerdichte n_{2D} (im Folgenden n genannt) direkt einzustellen (vgl. Gleichung 2.8) [[Ando,82], [Ferry,09]].

Betrachtet man das System aus 2DEG und Gate-Elektrode als einen Kondensator, lässt sich die Änderung der Ladungsträgerdichte folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned} \Delta Q &= C \Delta U \\ \Rightarrow \Delta n &= \frac{\epsilon \epsilon_0}{e d} \Delta U_g. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die Konstanten $\epsilon \approx 13$ [Bronzel,96] und ϵ_0 sind die Permittivität von GaAs bzw. die elektrische Feldkonstante. e ist die Elementarladung, d der Abstand zwischen 2DEG und Gate-Elektrode und U_g die angelegte Gatespannung.

2.1.1 Ballistischer Transport und Gleichrichtung

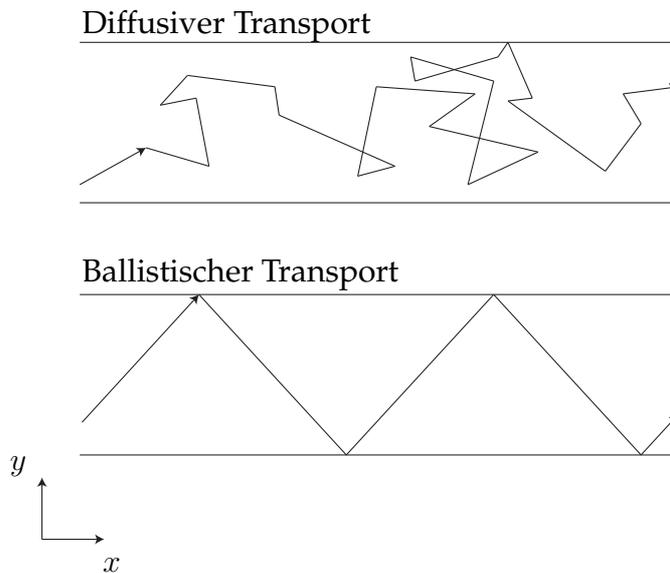


Abb. 2.3: Vergleich der zwei Extreme: Im oberen Bild ist die Trajektorie eines Elektrons in einem 2DEG unter Einfluss vieler Streuprozesse zu sehen (diffusiver Transport). Im unteren Bild wird der perfekte ballistische Transport dargestellt, bei dem keinerlei Streuprozesse stattfinden.

Der ballistische Transport von Elektronen wurde bereits 1965 von [Sharvin,65] und später von [Tsoi,74] demonstriert. Klassisch versteht man darunter ihre Propagation auf Newtonschen Trajektorien (Abbildung 2.3). Im Gegensatz dazu steht der diffusive Ladungstransport, welcher durch Streuung an Störstellen und vor allem an Phononen geprägt ist. Da Elektronen sowohl eine (effektive) Masse, als auch eine Ladung besitzen, ist es möglich, ihre Bahnen im ballistischen Regime durch elektrische [Spector,89], [Spector,Feb90] und magnetische [Spector,Jul90] Felder zu manipulieren. Durch Strukturierung des 2DEGs ist es in der Vergangenheit schon gelungen ([de Haan,04]), Elektronenbahnen nur aufgrund geometrischer Eigenschaften zu beeinflussen. Es konnte gezeigt werden, dass durch Brechung der Symmetrie in Stromrichtung eine Ladungsakkumulation senkrecht zur Symmetriebruchachse entsteht.

2 Grundlagen

Durch diese Akkumulation entsteht eine Querspannung, welche invariant gegenüber der Richtung des Stroms ist. Die Invarianz der Querspannungspolarität gegenüber der Spannungspolarität zwischen Injektor und Kollektor wird als „elektrische Gleichrichtung“ bezeichnet. Die Abhängigkeit der Querspannung gegenüber der angelegten Injektor-Kollektor-Spannung ist symmetrisch (im Sinne $F(x) = F(-x)$). In Abbildung 2.4 wird dieser Gleichrichter gezeigt, welcher durch eine dreiecksförmige Aussparung des 2DEG (siehe kleines Fenster im Graphen) den Elektronenstrom ablenkt. Die resultierende Gleichrichtung $V_{LU}(I_{SD})$ ist durch das oben erklärte ballistische Verhalten der Elektronen zu erklären, die an den Rändern des Dreiecks reflektiert werden. Der Injektor bzw. Kollektor ist je nach Vorzeichen des angelegten Stroms durch S(ource) bzw. D(rain) gegeben. An den Kontakten L und U wird die Querspannung V_{LU} abgegriffen.

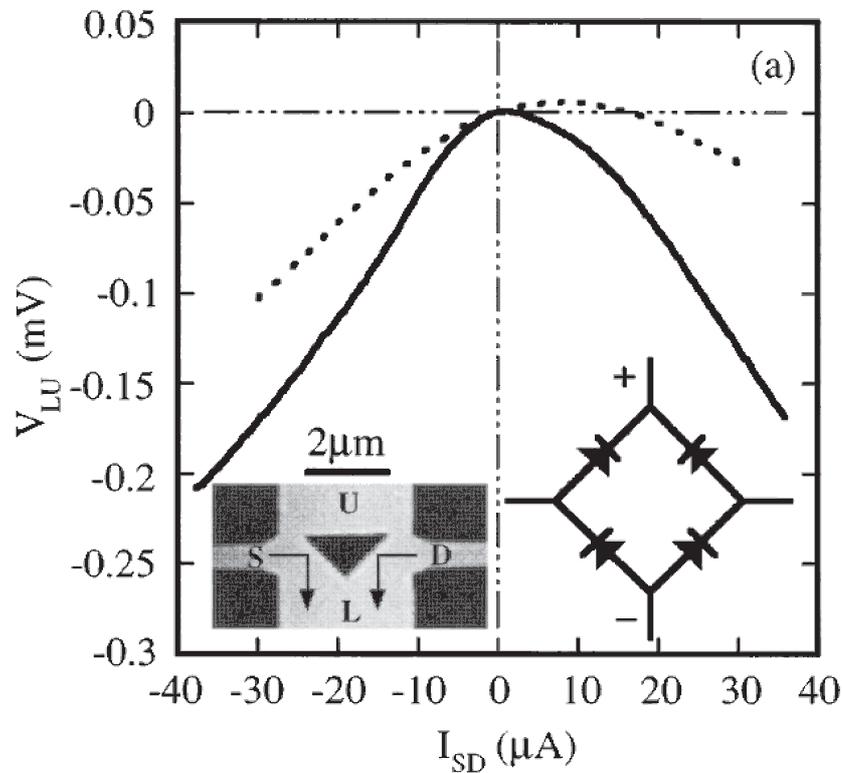


Abb. 2.4: Ein ballistischer Gleichrichter [Song,98], welcher durch einen geometrischen Symmetriebruch entlang der SD-Achse gegeben ist.

Um den ballistischen Transport messen zu können, müssen die charakteristischen Abmessungen der Struktur klein sein gegen die mittlere ballistische freie Weglänge l_b , welche insbesondere von Kleinwinkelstreuungen abhängt [Nihey,90]. Der Stromtransport wird dabei nur von der Geometrie des 2DEG und der elementaren Eigenschaften der Ladungsträger bestimmt, wie zum Beispiel die Elektronenmasse- und

Ladung.

2.1.2 Ein ballistisches Modell

In diesem Abschnitt wird ein zweidimensionales Elektronensystem betrachtet, welches aus zwei Bereichen unterschiedlicher Elektronenkonzentrationen besteht (Abbildung. 2.5). Es besitzt die Form eines Rechtecks mit der Länge l_L und der Breite l_B .

In Abbildung 2.6 wird der Leitungsbandkantenverlauf dieses Leitkanals in y-Richtung dargestellt. Wegen des geringen Abstands zwischen den Gates und aufgrund der „Verschmierung“ des Potentials von 100 nm unterhalb der Oberfläche [Lorke,11], besitzt die Potential-, bzw. Ladungsträgerdichtestufe eine endliche Breite l_p , welche im Experiment $l_p < 1 \mu\text{m}$ beträgt.

Eine anschauliche Beschreibung des ballistischen Transports in einem 2DEG mit zwei verschiedenen Ladungsträgerbereichen liefert ein Modell, dass stark dem Snelliussches Brechungsgesetz in der Strahlenoptik ähnelt [Noguchi,93]. Die kinetische Energie wird zur Beschreibung des gleichrichtenden Effekts

in einen x- und einen y-Anteil separiert. Da nur Elektronen an der Fermi-Kante zum Ladungstransport beitragen, besitzen sie in den jeweiligen Bereichen die Energien E_{f1} bzw. E_{f2} . Die Leitungselektronen an der Fermi-Kante können sich nahezu frei bewegen, deshalb entsprechen die Fermi-Energien E_{fi} den kinetischen Energien der Ladungsträger.

Als Beispiel wird ein Elektron mit der (kinetischen) Energie $E_{Kin} = E_{f1,x} + E_{f1,y}$ betrachtet (Abbildung 2.6). Dabei ist $E_{f1,x}$ die Fermi- bzw. kinetische Energie in x-Richtung und $E_{f1,y}$ die Energie in y-Richtung. Um die Potentialstufe zu überwinden, muss die Bedingung $E_{f1,y} > E_{Stufe}$ erfüllt sein. Nachdem das Elektron die Ladungsträgerdichtestufe überquert hat, besitzt es die kinetische Energie $E_{f2} = E_{f1,x} + E_{f2,y}$, wobei $E_{f2,y} = E_{f1,y} - E_{Stufe}$ ist. Die Transmission der Ladungsträger vom linken in den rechten Bereich kann als Strom $I_{n1 \rightarrow n2}$ dargestellt werden. $I_{n2 \rightarrow n1}$ und $I_{n1 \rightarrow n2}$ haben entgegengesetzte Vorzeichen. Die Energie E_{Stufe} , welche bei der Transmission vom linken in den rechten Bereich in das System abgegeben wird, geht dabei in Feldenergie, bzw. in die Verbiegung des chemischen Potentials bezüglich der Bandkante über.

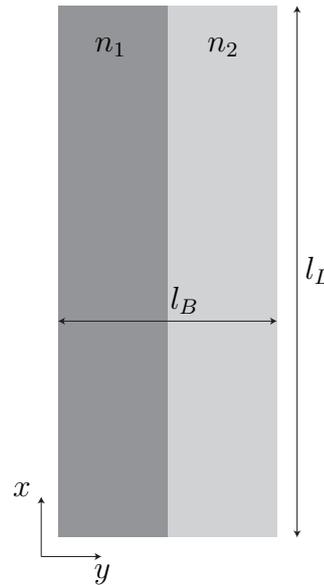


Abb. 2.5: Skizze des Leitkanals mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichtebereichen.

gewonnene, kinetische Energie an das Gitter abgeben. In den Bereichen, in denen sie sich beschleunigt auf ballistischen Bahnen bewegen, kommt es aufgrund der elastischen Streuprozesse zu Richtungsänderungen der Geschwindigkeitsvektoren. Durch diese Neuverteilung der separierten Energieanteile in x- und y-Richtung wird das System in Abbildung 2.6 aus dem Gleichgewicht gebracht. Aus dem Nichtgleichgewicht und aus der Bedingung, dass Gesamtstrom in y-Richtung gleich Null sein muss (Teilchenzahlerhaltung $\Rightarrow I_{n_1 \rightarrow n_2} + I_{n_2 \rightarrow n_1} = 0$) folgt, dass die Querspannung $U_{\text{rect}} \neq 0$ ist.

Die Symmetrie des Leitkanals ist in y-Richtung durch den Ladungsträgerdichtegradienten an der Stufe gebrochen. Er ist unabhängig von der Spannungspolarität in x-Richtung, was dazu führt, dass die Elektronen gleichrichtend wie in Abb. 2.4 akkumuliert werden.

2.2 Modengleichrichtung

Der Begriff „Modengleichrichtung“ ist in dieser Arbeit ein Synonym für einen Effekt, der auch „Self-Gating-Effect“ genannt wird [[Müller,05], [Hartmann,06]]. Dabei handelt es sich um ein Phänomen, bei dem das elektrochemische Potential eines 2DEG durch die Oberfläche der Heterostruktur (schwach) oder durch einen auf der Oberfläche befindlichen Gate-Kontakt (rel. stark) beeinflusst wird. In Abbildung 2.7 a wird der Querschnitt eines 2DEG-Leitkanals gezeigt, welcher sich im Abstand d von einem Top-Gate befindet. Die Potentialverläufe des Gates und des 2DEG werden in den Abbildungen 2.7 b,c für den unkorrelierten und den korrelierten Fall, das heißt ohne und mit elektrostatischer Wechselwirkung, in x-Richtung skizziert. Über den 2DEG-Leitkanal wird die Spannung U_{SD} in einem *Push-Pull-Verfahren*³ angelegt. Das Gate wird auf einem konstanten elektrischen Potential $\Phi_{\text{G}} = 0$ gehalten.

³Dieses Verfahren bringt einige Vorteile hinsichtlich der Messgenauigkeit in den späteren Experimenten. Es wird unter Abschnitt 3.4.2 „Push-Pull-Verfahren“ erklärt.

2 Grundlagen

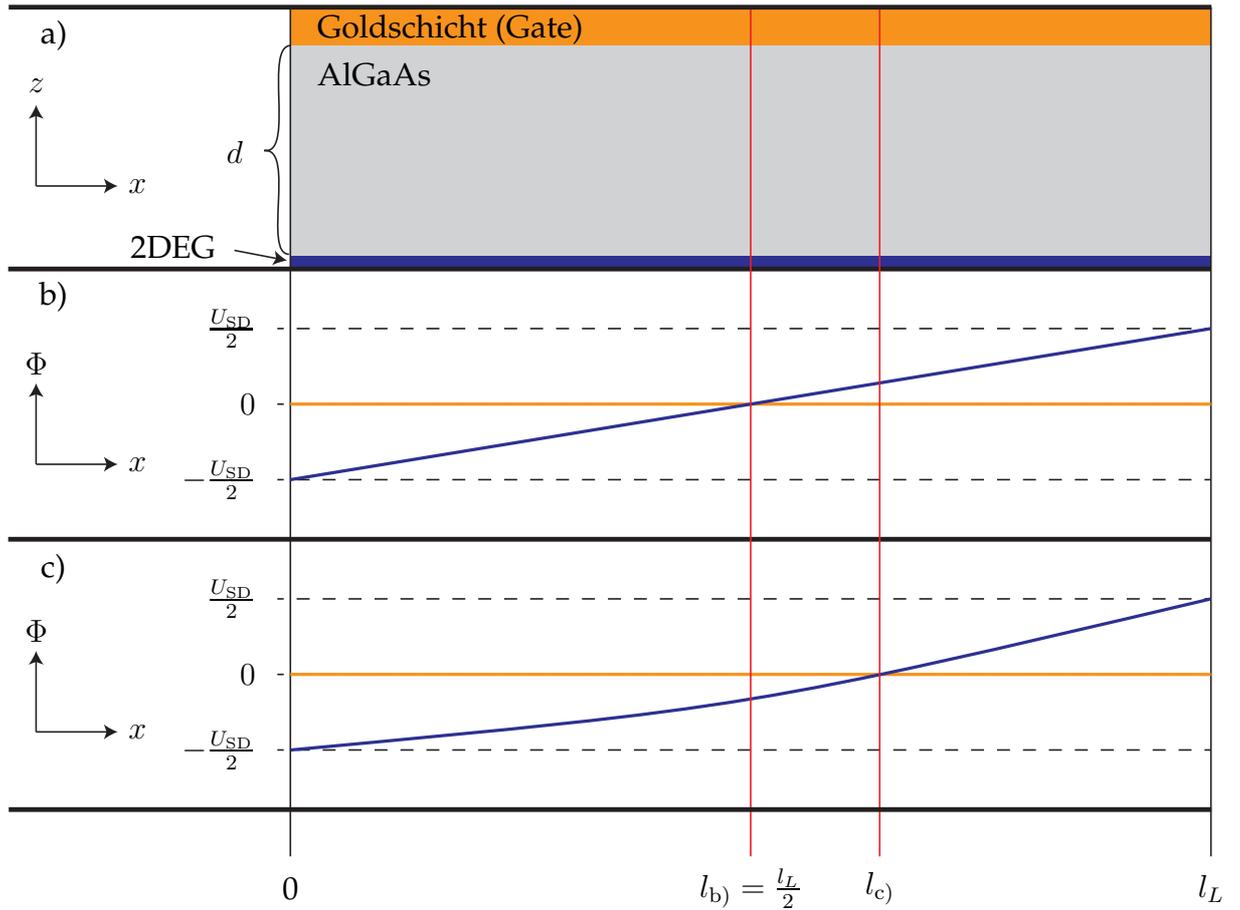


Abb. 2.7: Schematische Darstellung des 2DEG-Leitkanals mit Länge l_L . a: Seitliche Ansicht der Halbleiterstruktur mit 2DEG-Schicht, AlGaAs-Bulk und Goldschicht. b und c: Potentialverlauf entlang des Leitkanals (blau) und der Goldschicht (orange).

Der Unterschied zwischen den beiden Potentialverläufen in 2.7 b und c wird sofort ersichtlich. In Bild 2.7 b existiert ein linearer Spannungsabfall im 2DEG-Leitkanal, welcher aufgrund des Ohmschen Widerstands des 2DEG zu erwarten ist. Im Graphen 2.7 c ist, in übertriebener Darstellung, ein deutlich nichtlineares Verhalten zu erkennen.

Eine mögliche Erklärung ist die Betrachtung der Potentialdifferenz $\Phi(x)$ zwischen Gate und 2DEG entlang des Kanals, welche sich direkt auf die Ladungsträgerkonzentration auswirkt. Aus der Kondensatorgleichung 2.11 folgt der Zusammenhang

$$n(x) = n(U_G) + \frac{\epsilon \epsilon_0}{d e} \Phi(x), \quad (2.12)$$

da sich die Ladungsträgerdichte aus dem Anteil der angelegten Gatespannung und der Potentialdifferenz $\Phi(x)$ zusammensetzt. Die Potentialdifferenz zwischen Gate und 2DEG ist auf der linken Seite $-\frac{U_{SD}}{2}$ und auf der rechten Seite $\frac{U_{SD}}{2}$. Das bedeutet, dass auf der linken Seite des Leitkanals die Ladungsträgerdichte verringert wird,

wohingegen auf der rechten Seite eine Vergrößerung der Elektronendichte die Folge ist. Für die Leitfähigkeit der Ladungsträger im 2DEG gilt:

$$\sigma(x) = e n(x) \mu. \quad (2.13)$$

μ ist die Beweglichkeit des 2DEG. Über das Ohmsche Gesetz $d\Phi = I dR$ und den Gleichungen 2.12 und 2.13 lässt sich der Zusammenhang

$$d\Phi = I \frac{dx}{l_B \cdot \left(e n(U_G) \mu + \frac{\epsilon \epsilon_0 \mu}{d} \Phi(x) \right)} \quad (2.14)$$

aufstellen. l_B ist die Leitkanalbreite. Durch Auflösen von Gleichung 2.14 nach dx können die Integrale

$$\int_{\Phi}^{\frac{U_{SD}}{2}} \frac{l_B \mu}{I} \cdot \left(e n(U_G) + \frac{\epsilon \epsilon_0}{d} \tilde{\Phi} \right) d\tilde{\Phi} = \int_x^L d\tilde{x} \quad (2.15)$$

aufgestellt werden. Die Integrationsgrenzen werden dabei so gewählt, dass nach Ausführen der Integration ein Ausdruck für den Strom $I(\Phi, x)$ durch den Leitkanal entsteht:

$$I = \frac{l_B \mu}{L - x} \cdot \left(e n(U_G) \cdot \left(\frac{U_{SD}}{2} - \Phi \right) + \frac{\epsilon \epsilon_0}{2d} \cdot \left(\frac{U_{SD}^2}{4} - \Phi^2 \right) \right). \quad (2.16)$$

Mit Hilfe einer Integration über den gesamten Leitkanal, sowie den Spannungsbereich

$$\int_{-\frac{U_{SD}}{2}}^{\frac{U_{SD}}{2}} \frac{l_B \mu}{I} \cdot \left(e n(U_G) + \frac{\epsilon \epsilon_0}{d} \tilde{\Phi} \right) d\tilde{\Phi} = \int_0^L d\tilde{x}, \quad (2.17)$$

Gelangt man zu einen zweiten Ausdruck für den Strom:

$$I = \frac{l_B \mu}{L} \cdot \left(e n(U_G) \cdot \left(\frac{U_{SD}}{2} + \frac{U_{SD}}{2} \right) + \frac{\epsilon \epsilon_0}{2d} \cdot \left(\frac{U_{SD}^2}{4} - \frac{U_{SD}^2}{4} \right) \right). \quad (2.18)$$

Ein Vergleich von 2.16 und 2.18 und Substitution entsprechender Konstanten durch

$$\tilde{U} = -\frac{e n(U_G) d}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2.19)$$

liefert die quadratische Gleichung:

$$\Phi^2 - 2 \tilde{U} \Phi + \tilde{U} U_{SD} - \frac{U_{SD}^2}{4} - 2 \tilde{U} U_{SD} \cdot \left(1 - \frac{x}{L} \right) = 0. \quad (2.20)$$

Die Lösungen für die Potentiale Φ_1 bzw. Φ_2 sind:

2 Grundlagen

$$\Phi_{1,2} = \tilde{U} \pm \sqrt{\tilde{U}^2 - \tilde{U} U_{\text{SD}} + \frac{U_{\text{SD}}^2}{4} + 2 \tilde{U} U_{\text{SD}} \cdot \left(1 - \frac{x}{L}\right)}. \quad (2.21)$$

Durch Testen der Randbedingungen (Einsetzen von 0 und l_L für x) erhält man die physikalisch relevante Lösung:

$$\Phi(x) = \tilde{U} - \sqrt{\tilde{U}^2 - \tilde{U} U_{\text{SD}} + \frac{U_{\text{SD}}^2}{4} + 2 \tilde{U} U_{\text{SD}} \cdot \left(1 - \frac{x}{L}\right)}. \quad (2.22)$$

Wie in Abbildung 2.7 zu sehen ist, verschiebt sich der Potentialverlauf entlang des Leitkanals in Richtung negativer Werte auf der Potential-(Φ -)Achse. Auffällig wird Dies beim Vergleich der Nulldurchgänge der Potentialverläufe in 2.7 b und c. l_b) und l_c) unterscheiden sich deutlich voneinander. Der Effekt wird stärker für kleinere Ladungsträgerkonzentrationen n und größere SD-Spannungen U_{SD} .

Es wird nun ein System aus zwei parallelen 2DEGs (mit Gates) unterschiedlicher Ladungsträgerdichten n_1 und n_2 mit $n_1 < n_2$ betrachtet, welche nicht elektrisch miteinander wechselwirken und an denen eine SD-Spannung U_{SD} angelegt ist. Folglich sind die Effektstärken der Modengleichrichtung im Sinne von l_b) – l_c) in beiden 2DEGs unterschiedlich. Daraus resultiert, dass die Differenz zwischen den Potentialen $\Phi_{n_1}(\frac{l_L}{2})$ und $\Phi_{n_2}(\frac{l_L}{2})$ gemäß Gleichung 2.22 einer Spannung $U_{\text{rect}} = \Phi_{n_1} - \Phi_{n_2} < 0$ entspricht. Ein gleichrichtender Effekt ist in einem solchen (ungekoppelten) System aufgrund der Invarianz vom Potential an der Stelle l_L gegenüber der SD-Spannungspolarität zu erwarten.

3 Probencharakteristik, Messaufbau und Methodik

In diesem Kapitel werden die verwendeten Proben vorgestellt, sowie die Messapparaturen und Methoden erklärt, mit denen die experimentellen Daten aufgenommen werden. Die genauen Abläufe der Probenprozessierung werden im Anhang, Abschnitt „Probenpräparation“ (6.1) erklärt.

3.1 Struktur und Eigenschaften des verwendeten Probenmaterials

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden an der Universität Bochum in der Arbeitsgruppe von Professor Andreas Wieck mittels MBE¹ gewachsen. Dabei handelt es sich um $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Heterostrukturen mit einem hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengas. Für die Probenprozessierung wurden drei unterschiedliche Heterostrukturen verwendet. Die Materialien werden in dieser Diplomarbeit fortan als Probenserien A, B und C betitelt. Sie unterscheiden sich hinsichtlich ihrer, aus der Schichtfolge resultierenden Ladungsträgerdichte n , Beweglichkeit μ und ihres Abstands d des 2DEGs zur Substratoberfläche (2DEG-Tiefe). Die aus den Wachstumsprotokollen (siehe Anhang) entnommenen Werte der Parameter werden in Abbildung 3.1 dargestellt.

Probenserie	Material	d [nm]	μ $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	n $[\frac{1}{\text{cm}^2}]$
A	13750	70	447500	$4.46 \cdot 10^{11}$
B	1101	107.2	1810000	$2.46 \cdot 10^{11}$
C	1136	32.5	158000	$7.47 \cdot 10^{11}$

Abb. 3.1: Probenmaterialeigenschaften der verwendeten Halbleiter-Heterosysteme. μ ist die Beweglichkeit, n die Ladungsträgerdichte und d der Abstand von der Oberfläche zum 2DEG.

Aus Abb. 3.2 kann entnommen werden, wie die Schichtfolge einer verwendeten Heterostruktur im Detail aussieht.

¹MBE steht für Molecular Beam Epitaxy.

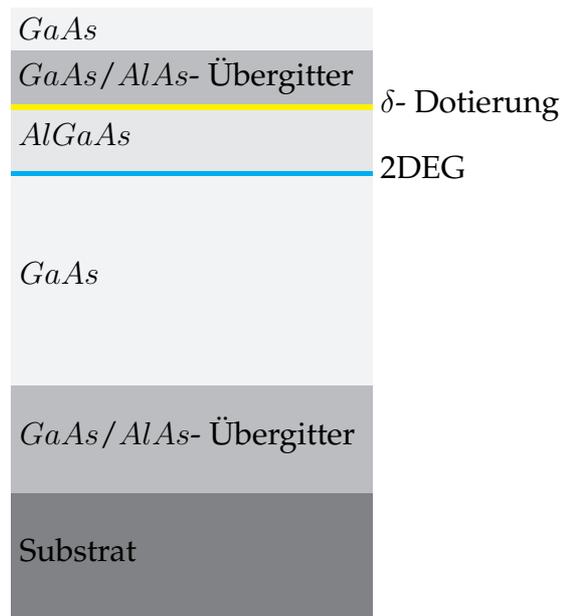


Abb. 3.2: Beispiel der Schichtfolge einer Al_xGa_{1-x}As-Heterostruktur

3.2 Probendesign

Um den leitfähigen Bereich des 2DEGs zu begrenzen, wird mittels Fotolithographie und anschließendem nasschemischen Ätzen die Probenoberfläche strukturiert. Wird die Oberfläche bis zu der Tiefe der Dotierschicht (oder tiefer) entfernt, kann sich kein 2DEG unterhalb der behandelten Bereiche ausbilden. Durch das Ätzen entsteht auf diese Weise eine sogenannte Mesastruktur, die das Muster des darunterliegenden 2DEG widerspiegelt. Die Kontaktierung des 2DEG wird an den vorgesehenen Stellen durch Diffusion einer Gold-Germanium-Legierung realisiert. Da das Germanium vier Valenzelektronen besitzt und in der Galliumarsenidmatrix vornehmlich die Galliumatome (3. Hauptgruppe) ersetzt, wird der Halbleiter an den einlegierten Stellen hochgradig entartet. Somit ist es möglich, über die Oberfläche (zum Beispiel durch Anbringen von Drähten) das 2DEG elektrisch zu kontaktieren.

In Abbildung 3.3 wird schematisch die Probenstruktur der beiden Probenserien B und C veranschaulicht. Probenserie A unterscheidet sich von diesen nur durch die Abwesenheit von Schottky-Kontakten (Gates) auf der Oberfläche, welche es ermöglichen, die Ladungsträgerkonzentration innerhalb des 2DEG durch eine Gate-Spannung zu verändern. Die Mesastruktur ist durch die blauen Stege gekennzeichnet, wobei die dunkelblauen Bereiche das ungeätzte Probenmaterial darstellen. Dies sind die Bereiche, in denen das 2DEG vorhanden ist. In den hellblauen Bereichen ist die Heterostruktur hochdotiert und bildet so die Ohmschen Kontakte, die zur Kontaktierung des 2DEG verwendet werden. Die goldenen Plateaus repräsentieren die aufgedampft-

ten Gateelektroden aus Gold. Diese Gates sind in der Mitte des darunterliegenden Leitkanals durch einen schmalen Spalt voneinander getrennt. Die Breite des Spalts beträgt 600 nm.

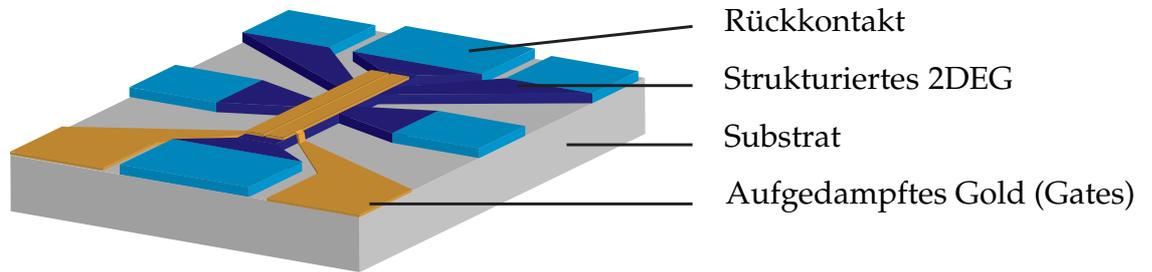


Abb. 3.3: Skizze der Oberfläche von Probenserie B und C. Die 2DEG-Struktur besitzt 6 Rückkontakte, die beiden Gates sind durch einen schmalen Spalt voneinander getrennt.

Die genauen Abmessungen der Probengeometrien werden in Abbildung 3.4 aufgelistet. Dabei werden Probenserien B und C noch in verschiedene Strukturen unterschieden, welche mit einem Index gekennzeichnet werden. Von Probenserie A wird nur eine Struktur verwendet, weswegen eine Indizierung nicht vorgenommen wird (Im Folgenden Probe A).

Probe	L [μm]	B [μm]	Besonderheit
A	600	50	ohne Gate
B ₁	600	50	—
B ₂	600	50	Ätzgraben zwischen Gates
C ₁	600	40	—
C ₂	600	30	—
C ₃	600	20	—
C ₄	600	10	—

Abb. 3.4: Geometrische Abmessungen der Strukturen. L ist die Leitkanallänge, B die Leitkanalbreite.

Durch einen zusätzlichen Ätz-Schritt ist ein Graben zwischen den Gates der Probe B₂ in die Halbleiterstruktur geprägt worden. Dies führt dazu, dass kein 2DEG unter dem Spalt existiert.

3.3 Tieftemperaturmessplatz

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse wurden in Tieftemperaturumgebungen gemessen, welche teilweise in ihrer Temperatur regelbar sind. Die benutzten Systeme haben jeweils unterschiedliche Vor- und Nachteile und sind den Anforderungen entsprechend ausgewählt.

3.3.1 Closed-Cycle-Kryostat

Der verwendete Closed-Cycle-Kryostat basiert auf einem geschlossenen Helium-4 Kreislauf. Durch diesen Kreislauf wird ein Wärmetauscher (Kühlfinger) gekühlt, welcher sich in einem evakuierten Rezipienten befindet. Ein *Chipcarrier*² befindet sich im thermischen Kontakt mit dem Wärmetauscher. Er wird durch einen Strahlungsschild von der Umgebungstemperatur isoliert. Es können Temperaturen bis hinab zu 20 Kelvin erreicht und konstant gehalten werden. Zusätzlich ist es durch eine eingebaute Heizwendel am Wärmetauscher möglich, einen Temperaturbereich von 20 bis 350 Kelvin einzustellen. Die Regulierung der Heizwendel, sowie das Auslesen der installierten Temperatursonde am Wärmetauscher, wird durch einen elektronischen Temperaturcontroller übernommen.

Die Vorteile dieses Kryostaten liegen in der einfachen Funktionsweise, dem nicht vorhandenen Heliumverbrauch und einem niedrigen Zeitaufwand hinsichtlich Einbau und Erreichen der Basistemperatur.

3.3.2 Helium Badkryostat und VTI

Um tiefere Temperaturen zu erreichen, wird flüssiges Helium als Kühlmittel verwendet. Eine Möglichkeit, bei einer konstanten Temperatur von ca. 4.2 Kelvin zu messen, ist die direkte Verwendung eines Heliumtransportgefäßes. Üblicherweise sind diese Transportkannen sehr gut isoliert, so dass bei dieser Methode kein Helium durch Umfüllen in einen anderen Badkryostaten verbraucht wird. Abbildung 3.5 zeigt einen einfachen Helium-Badkryostaten, wie er durch eine Heliumkanne gegeben ist. Die Probe befindet sich am unteren Ende der Probenzuleitung auf einem Chipcarrier. Innerhalb der Zuleitung befinden sich die Drähte zum Kontaktieren der Probe. Durch gasförmiges Helium als Austauschgas, wird im Vakuumrezipienten die thermische Kopplung zwischen flüssigem Helium und der Probe gewährleistet.

Diese Methode ist allerdings auf die Siedetemperatur von Helium (4.2 Kelvin) beschränkt. Um einen größeren Temperaturbereich ausschöpfen zu können, kann das VTI³ verwendet werden. In Abbildung 3.6 wird die Funktionsweise des VTI skizziert. Im Grunde genommen ähnelt das VTI sehr stark einem einfachen Probenstab. Jedoch kann über einen Siphon Helium aus dem Reservoir (aus dem Badkryostaten) angesaugt werden. Durch das Nadelventil wird der Druck des Heliums innerhalb der Helium-Leitung auf der Seite der Pumpe stark vermindert, was zu einer Verdampfung des Heliums führt. Durch diese Verdampfungsenthalpie kann ein Wärmetauscher, welcher im thermischen Kontakt zum Chipcarrier steht (und damit auch zur Probe) auf Temperaturen deutlich unter 4.2 Kelvin gebracht werden. Als Strahlungs-

²Kontaktierbare Basis, auf der die Proben aufgeklebt werden.

³VTI steht für Variable Temperature Insert.

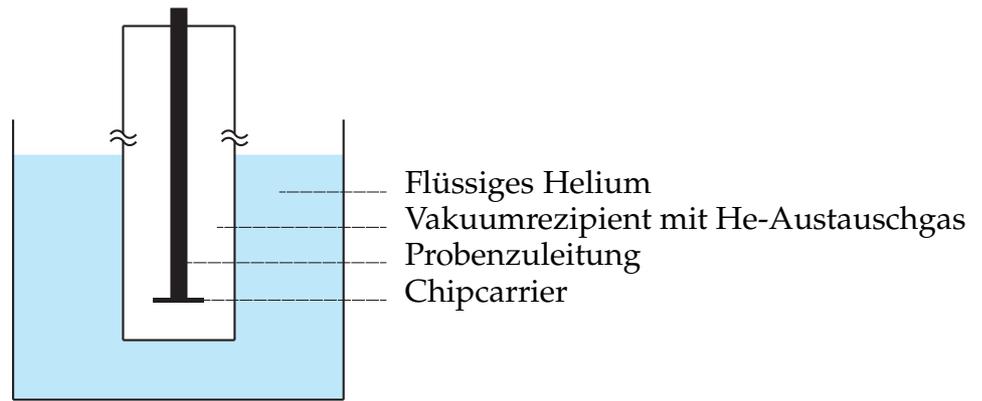


Abb. 3.5: Schematische Darstellung eines Probenstabs in einem einfachen Helium-Badkryostaten. Innerhalb des Vakuumrezipienten befindet sich unter stark vermindertem Druck das Kopplungs-/Austauschgas Helium.

abschirmung gegen die Außenwandung dient ein Strahlungsschild, welcher ebenso durch den Wärmetauscher gekühlt wird. Als Austauschgas innerhalb des Rezipienten dient Helium unter stark vermindertem Druck.

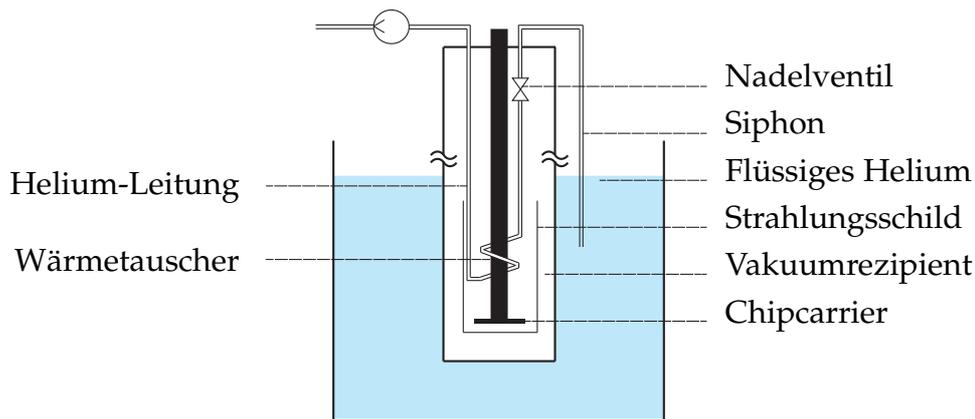


Abb. 3.6: Schematische Darstellung des VTI in einem Helium-Badkryostaten. Am Nadelventil wird Helium verdampft und durch einen Wärmetauscher in thermischen Kontakt mit dem Chipcarrier gebracht. Der Vakuumrezipient ist mit sehr geringen Mengen an Austauschgas (He) gefüllt. Der Chipcarrier lässt sich durch eine eingebaute Heizwendel (nicht dargestellt) gegenheizen.

Mit Hilfe einer eingebauten Heizwendel, die der Kühlleistung des gasförmigen Heliums entgegenwirkt, kann mit dieser Technik eine Temperatur von 1.8 bis 300 Kelvin eingestellt werden. Um zu verhindern, dass bei Temperaturen unterhalb des Siedepunkts von Helium die Probe durch das Austauschgas im Rezipienten geheizt wird, ist am aktiv gekühlten Bereich des VTI ein Aktivkohleband angebracht. Durch die große Oberfläche der Aktivkohle kann das Austauschgas gut kondensieren, was dazu führt, dass bei tiefen Temperaturen der Druck innerhalb des Rezipienten sinkt und dadurch die Kopplung an die Außenwandung vermindert wird.

Anstatt eines Heliumtransportgefäßes kann auch ein Badkryostat der Firma Cryogenics verwendet werden. Innerhalb dieses Badkryostaten befindet sich eine supraleitende Magnetspule, welche sich coaxial zur Symmetrieachse eines Probenstabs (z.B. des VTI) in Höhe des Chipcarriers befindet. Dadurch ist es möglich, ein Magnetfeld von bis zu 13 Tesla senkrecht zur Probenoberfläche anzulegen.

3.4 Messmethoden und Auswertungsverfahren

Es wird in diesem Kapitel auf Mess- und Auswertungsverfahren eingegangen, die in der Diplomarbeit Anwendung finden.

3.4.1 Auswertung des nichtlinearen Anteils

In den folgenden Kapiteln wird häufig der nichtlineare Anteil einer Messkurve diskutiert. Um diesen auszurechnen, wird eine lineare Funktion an die Daten angepasst. Die Differenz zwischen der Regressionsgeraden und den Messwerten ist der nichtlineare Anteil der untersuchten Messkurve.

3.4.2 Push-Pull-Verfahren

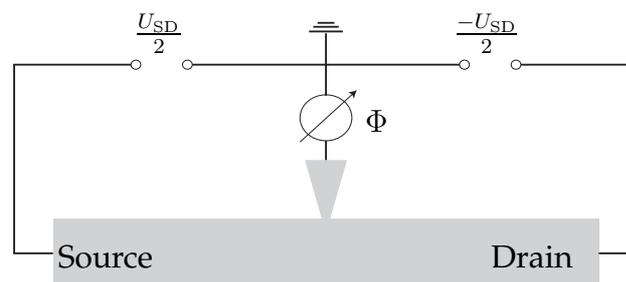


Abb. 3.7: Schaltskizze eines 2DEG-Leitkanals in Push-Pull-Geometrie. U_{SD} ist die angelegte Source-Drain-Spannung, Φ das gegen Erde gemessene Potential.

Um mit hoher Genauigkeit eine mögliche Abweichung vom erwarteten linearen Potentialverlauf in der Mitte des untersuchten 2DEG-Leitkanals messen zu können, kann das sogenannte *Push-Pull-Verfahren*⁴ verwendet werden. Diese Technik wird im Folgenden anhand der Schaltskizze in Abbildung 3.7 erklärt.

Durch Anlegen einer Spannung über die Kontakte „Source“ und „Drain“ wird ein elektrischer Strom entlang des Leitkanals geschickt. Die Potentiale an den Kontakten werden jeweils durch eine Spannungsquelle gegen das Erdpotential angelegt. Stellt

⁴*Push-Pull* engl. für Drücken-Ziehen. Meint, dass Ladungsträger gleichzeitig durch ein System „gedrückt“ und „gezogen“ werden.

3.4 Messmethoden und Auswertungsverfahren

man die Spannungsquellen so ein, dass sie sich invers zueinander verhalten, ist die Gesamtspannung folglich $U_{\text{Ges}} = |U_{\text{SD}}|$. Theoretisch ist bei perfekter Symmetrie in der Mitte des Leitkanals somit keine Potentialdifferenz zum Erdpotential zu erwarten (Abb. 3.8 a). Bildlich gesprochen ist der Messpunkt in dieser Messanordnung also gleichzeitig der Angelpunkt des (Spannungs-) Hebelarms. Würde man im Extremfall diese Symmetrie in eine Richtung soweit brechen, dass zum Beispiel der Sourcekontakt auf dem Erdpotential läge (Abb. 3.8 b), so wäre das gegenüber Erde gemessene Potential in der Mitte $\Phi_{\text{Mitte}} = \frac{U_{\text{Ges}}}{2}$.

Durch diese Messmethode ist es also möglich, eine Änderung vom linearen Potentialverlauf in der Mitte des Leitkanals direkt zu messen, ohne einen möglicherweise großen linearen Anteil abziehen zu müssen. Dadurch kann das verwendete Multimeter in einem empfindlicheren Messbereich arbeiten und das gewünschte Messsignal genauer messen.

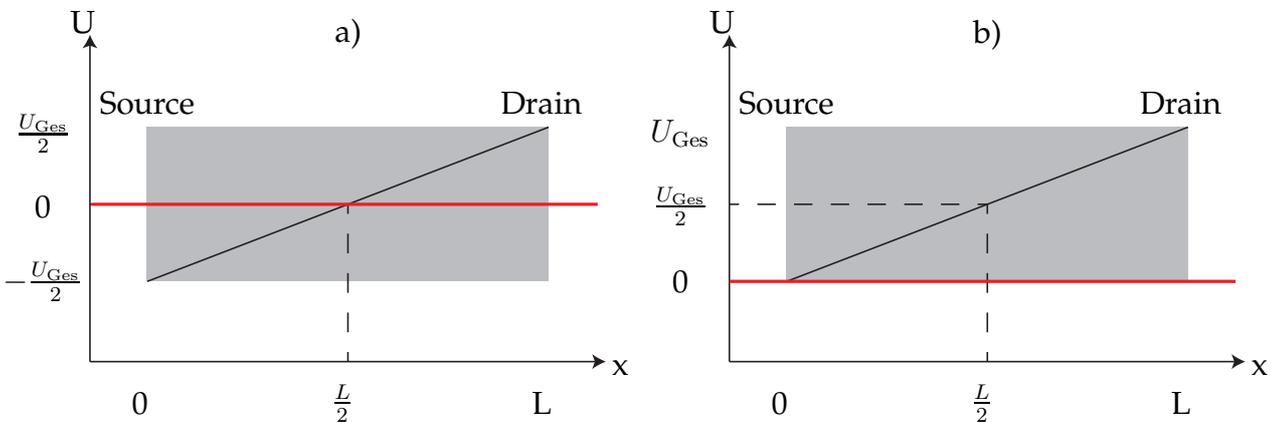


Abb. 3.8: Schematische Darstellung der Potentialdifferenz entlang eines 2DEG-Leitkanals. a: Null-Potential in der Mitte der Struktur in Push-Pull-Geometrie; b: Null-Potential an Source-Kontakt.

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

In diesem Kapitel werden Daten präsentiert, die im Rahmen der Diplomarbeit gemessen wurden. Vor jedem Unterkapitel wird in kurzer Form auf die angewandte Messmethodik, sowie auf den Messaufbau eingegangen..

Genauere Angaben zu Methoden, Aufbauten und mathematischen Beschreibungen können in den entsprechenden Kapiteln 2 und 3 nachgeschlagen werden.

4.1 Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs

Zunächst wird (wie in [Ganczarczyk,07] gezeigt) die Gleichrichtung in einem dichtemodulierten 2DEG vorgestellt. Darauf aufbauend werden mit dem Modell aus Abschnitt 2.1.2 zwei verschiedene Auswertungsverfahren beschrieben.

In Abb. 4.1 wird schematisch die Verschaltung der gemessenen Struktur B_1 gezeigt. Die hellgrauen Bereiche repräsentieren das 2DEG und die 2DEG-Kontakte, die dunkelgrauen Bereiche stellen die Gates dar. Die 2DEG-Kontakte links (S) und rechts (D) werden im Folgenden als Source- bzw. als Drain-Kontakte (kurz: S-, bzw. D-Kontakte) bezeichnet, da über diese eine vorgegebene Spannung U_{SD} angelegt wird. Die Richtung des Stromdichtevektors zeigt dabei im Falle einer negativ angelegten Spannung von Drain nach Source, was bedeutet, dass die Ladungsträger (Elektronen) von Source nach Drain propagieren. Die seitlichen Kontaktabgriffe K_1 und K_2 dienen zur Bestimmung des Potentials in der Mitte des 2DEG-Leitkanals. Um das jeweilige Potential zu erhalten, wird die Spannung zwischen einem entsprechenden seitlichen Kontakt und dem Referenzpotential „Erde“ gemessen. Dabei wird die Struktur in einer Push-Pull-Geometrie (siehe Kapitel 3.4.2) verschaltet.

Um die Ladungsträgerdichte unter dem jeweiligen (vorgespannten) Gate zu bestimmen, wird eine $I(U_{\text{Gate}})$ -Kennlinie (IV-FET-Kennlinie) des 2DEG-Leitkanals zwischen den beiden seitlichen Potentialabgriffen (K_1 und K_2 in Abb. 4.1) in Abhängigkeit von der jeweiligen Gatespannung aufgenommen. Die Messung wird bei einer Temperatur von 4.2 Kelvin durchgeführt. Die Querspannung wird dabei auf einem konstanten Wert von $\Phi_1 - \Phi_2 = 10 \text{ mV}$ gehalten. In Abbildung 4.2 ist die IV-Kennlinie der Probe B_1 für beide Gates aufgetragen. Das nicht variierte Gate wird bei der ent-

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

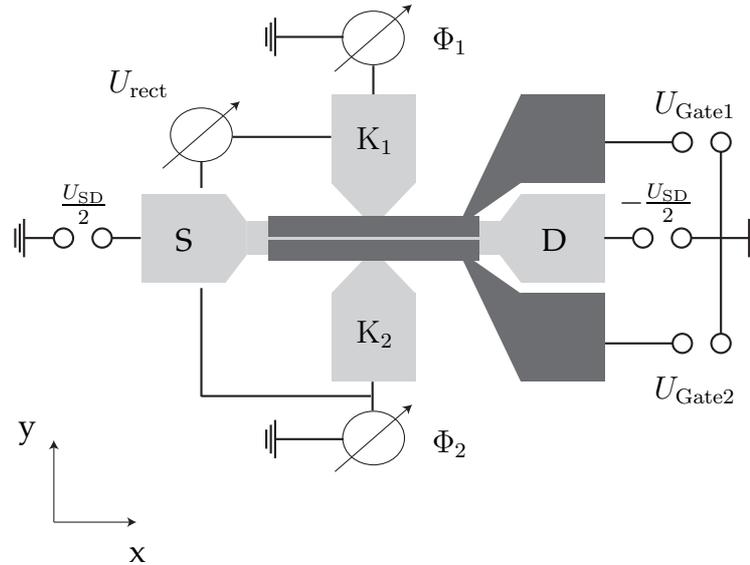


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Probengeometrie. Φ_1 bzw. Φ_2 sind die Potentiale in der Mitte des 2DEG-Leitkanals (hellgrau). U_{SD} ist die Source-Drain-Spannung, welche über S und D angelegt wird. Die beiden Gates (dunkelgrau) können einzeln gegen das Erdpotential vorgespannt werden und sind durch einen kleinen Spalt in der Mitte des Leitkanals voneinander getrennt. U_{rect} ist die gemessene Spannungsdifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$.

sprechenden Kennlinie auf dem Erdpotential konstant gehalten. Die Verarmungsspannung U_{th} lässt sich durch lineare Regression der Kurven und Bestimmung des Schnittpunkts mit der x-Achse $I = 0$ auswerten.

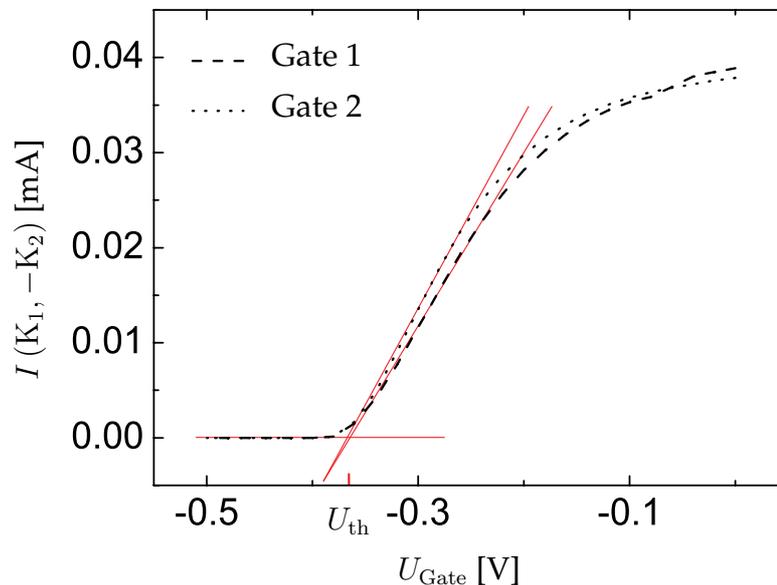


Abb. 4.2: $I(U_{Gate})$ -FET-Kennlinien beider Gates von Probe B_1 zwischen den beiden seitlichen Abgriffen K_1 und K_2 . Die angelegte Spannung ist $\Phi_1 - \Phi_2 = 10$ mV. U_{th} ist die ausgewertete Verarmungsspannung beider Gates (da nahezu identisch).

4.1 Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs

Die Verarmungsspannung $U_{\text{th}} = -0.36 \text{ V}$ ist für beide Gates nahezu identisch. Mit den Werten¹ der Ladungsträgerkonzentration $n_0 = 2.46 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und der 2DEG-Tiefe $d = 107.2 \text{ nm}$, kann die lineare Abhängigkeit $n_{1,2}(U_{\text{Gate1, Gate2}})$ berechnet werden. Das System „Gate-2DEG“ wird dabei als Plattenkondensator angenommen. Es gilt die einfache lineare Beziehung:

$$n(U_{\text{Gate}}) = n_0 + \frac{\epsilon \epsilon_0}{d e} U_{\text{Gate}}. \quad (4.1)$$

$$\text{Mit: } n(U_{\text{th}}) = 0 = n_0 + \frac{\epsilon \epsilon_0}{d e} U_{\text{th}} \quad (4.2)$$

$$\text{folgt daraus: } \Rightarrow U_{\text{th}} = -\frac{n_0 d e}{\epsilon \epsilon_0} = -0.367 \text{ V}. \quad (4.3)$$

Von der experimentell bestimmten Verarmungsspannung aus Abbildung 4.2, weicht der berechnete Wert U_{th} nur um ca. 2 % ab.

Letztendlich erhält man für die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung:

$$\Rightarrow n(U_{\text{Gate}}) = n_0 - \frac{n_0}{U_{\text{th}}} \cdot U_{\text{Gate}}. \quad (4.4)$$

Aufgrund der guten Übereinstimmung des berechneten und experimentell bestimmten Werts für U_{th} , kann die Kondensatorbetrachtung verifiziert und eine lineare Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der angelegten Gatespannung (4.4) angenommen werden.

Ein gleichrichtender Effekt der Struktur in Abb. 4.1 wird über die Auftragung der Potentialdifferenz $U_{\text{rect}} = \Phi_1 - \Phi_2$ gegen die angelegte Source-Drain-Spannung U_{SD} beobachtet. In Abbildung 4.3 sind die Daten, gemessen an Probe B_1 , dargestellt. In Abbildung 4.3 a wird das Potential an Gate 2 konstant auf dem Erdpotential gehalten und Gate 1 variiert, vice versa in Abb. 4.3 b. Der schwarze Pfeil in den Abbildungen zeigt in Richtung steigender, negativer Gatespannung des variierten Gates welches in Schritten von 0.1 Volt von -0.3 bis +0.1 Volt durchfahren wird.

Die Rohdaten in Abbildungen 4.3 a und 4.3 b zeigen alle denselben linearen Anteil mit einer Steigung von ca. $-6 \frac{\text{mV}}{\text{V}}$. Dies ist in erster Linie auf eine nicht perfekte Anordnung der seitlichen Potentialabgriffe K_1 und K_2 in der Mitte des Leitkanals zurückzuführen. Wenn beide Potentialabgriffe nicht exakt übereinander liegen, ist ein zusätzlicher linearer Anteil in der Potentialdifferenz zu erwarten. Ein linearer Anteil mit einer Steigung von $-6 \frac{\text{mV}}{\text{V}}$ bedeutet, dass die Geometrie der seitlichen Potentialabgriffe nur um ca. 0.6% vom Mittelpunkt des Kanals relativ zur Leitkanallänge ab-

¹Werte entnommen aus dem Datenblatt des Herstellers [Reuter,98/10] (Siehe Anhang „Wachstumsprotokolle“).

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

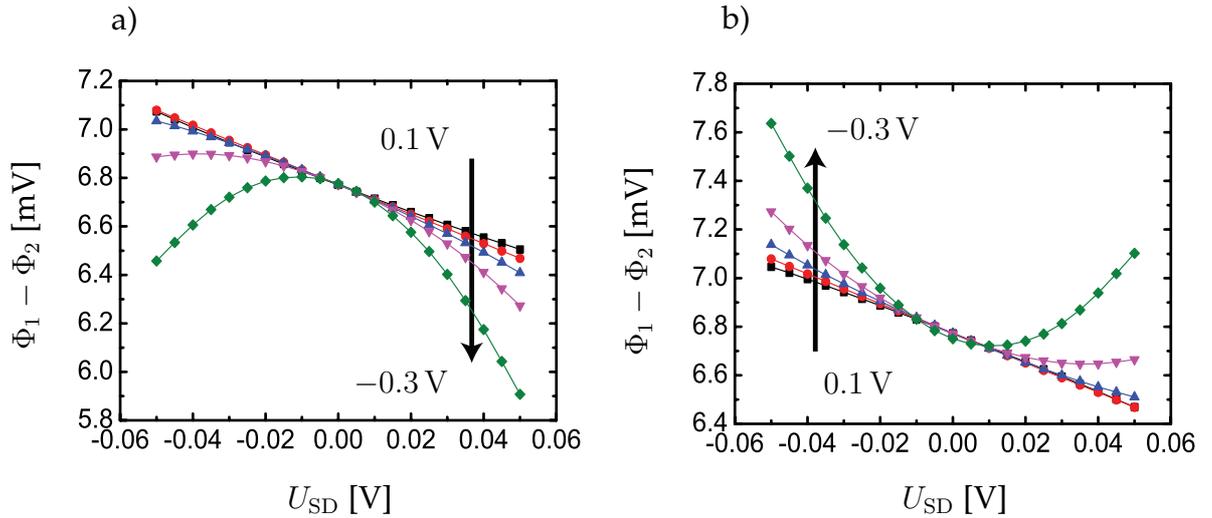


Abb. 4.3: Gleichrichtender Effekt bei verschiedenen Gatespannungsdifferenzen. U_{SD} ist die angelegte Source-Drain-Spannung, $\Phi_1 - \Phi_2$ die gemessene Potentialdifferenz. a: Variation von U_{Gate1} bei $U_{Gate2} = 0$ V; b: Variation von U_{Gate2} bei $U_{Gate1} = 0$ V. Der Pfeil zeigt in Richtung zunehmender Gatespannungsdifferenz.

weicht. Bei einer Leitkanallänge von $600 \mu\text{m}$ ergibt sich daraus eine Abweichung von $3.6 \mu\text{m}$. Dies ist leider nicht anhand einer REM-Aufnahme prüfbar, da sich durch eine Aufnahme die Probe zerstören ließe. Allerdings ist eine Abweichung von $3.6 \mu\text{m}$ ein akzeptabler Wert, da durch die verwendete Strukturierungsmethode keine deutlich bessere Auflösung erzielt werden kann (siehe Kap. 6.1.2). Die Nullpunkt-Spannung $\Phi_1 - \Phi_2(0) \approx 6.7 \text{ mV}$ ist durch einen messbedingten Offset der verwendeten Multimeter zu erklären, da die Querspannung nicht direkt, sondern über die Differenz zweier Potentiale bestimmt wird, welche jeweils einen Offset besitzen. Die Querspannung ist bei $U_{SD} = 0 \text{ V}$ gleich Null, welches durch (stärker rauschendes) direktes Messen verifiziert wurde.

In Abb. 4.4 wird mit einer höheren Auflösung und einem erweiterten Bereich von -0.3 bis 0.3 Volt der nichtlineare Anteil aus Abbildung 4.3 a dargestellt. Es ist eine deutliche betragsmäßige Zunahme der Krümmung bei größer werdender Gatespannungsdifferenz zu erkennen. Die Polarität der Spannung U_{rect} kann offensichtlich durch einen Vorzeichenwechsel des Ladungsträgerdichtegradienten umgekehrt werden.

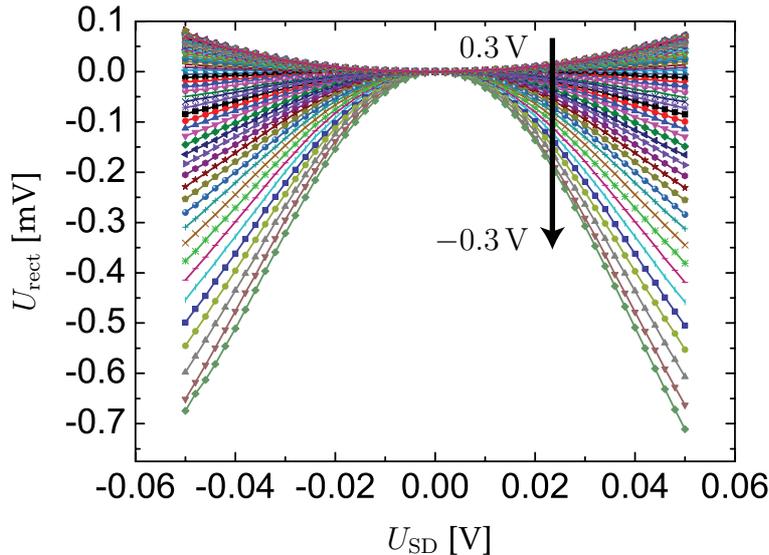


Abb. 4.4: Nichtlinearer Anteil des gleichrichtenden Effekts aus Abbildung 4.3 a. Der Pfeil zeigt in Richtung steigender, negativer Gatespannung $-U_{\text{Gate1}}$. U_{Gate2} liegt auf Erdpotential. Es wurde ein Nullpunktoffset abgezogen.

Die Daten aus Abb. 4.4 lassen erkennen, dass die Amplituden der Kurven für positive Gatespannungen kleiner sind als für negative Gatespannungen. Die Stärke der Gleichrichtung wird im Folgenden dadurch ausgewertet, dass parabolische Funktionen der Form

$$F(x) = c_1 + c_2 \cdot x + a \cdot x^2$$

an die Messdaten angepasst werden. Anteile höherer Ordnung sind vernachlässigbar klein, sodass ein Polynom 2. Ordnung völlig ausreicht, um die Daten anzupassen. Der Faktor a , welcher proportional zur Krümmung der Parabeln ist, wird in Abbildung 4.5 gegen die Gatespannung U_{Gate1} geplottet. Er ist repräsentativ für die Stärke eines gleichrichtenden Effekts.

Eine Erklärung für das Verhalten aus Abb. 4.5 kann anhand der Abb. 4.6 gegeben werden, in der schematisch der Bandkantenverlauf des 2DEG senkrecht zur Leitkanalrichtung dargestellt wird. Das zugrundeliegende Modell wird in Abschnitt 2.1.2 beschrieben. Die Ladungsträgerdichten n_1 und n_2 sind proportional zu den entsprechenden Fermienergien (siehe Gleichung 2.8) und daher linear von den Gatespannungen U_{Gate1} und U_{Gate2} abhängig. Die Abstände zwischen den einzelnen unteren Leitungsbandkanten unter Gate1 sind äquidistant für äquidistante Änderungen in der entsprechenden Gatespannung.

Der linke Bereich des Leitkanals mit der Ladungsträgerdichte n_1 wird für negative Gatespannungen U_{Gate1} entvölkert und für positive Gatespannungen im gleichen Maße bevölkert. Die Energiedifferenz zwischen den unteren Leitungsbandkan-

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

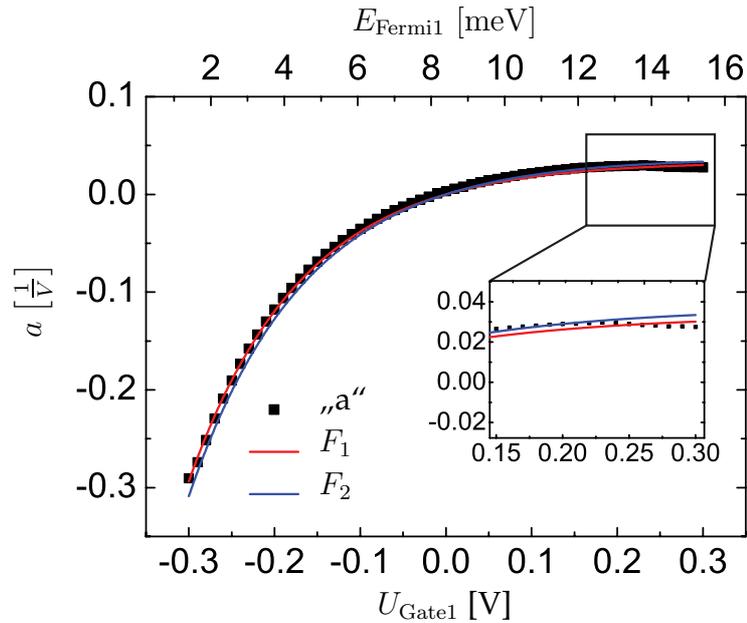


Abb. 4.5: Auftragung der experimentell bestimmten Werte für die Krümmung a gegen die variierte Gatespannung U_{Gate1} . Die rote und blaue Kurve sind die entsprechenden Funktionen F_1 und F_2 , welche an die Messdaten angeglichen werden. U_{Gate2} liegt auf Erdpotential.

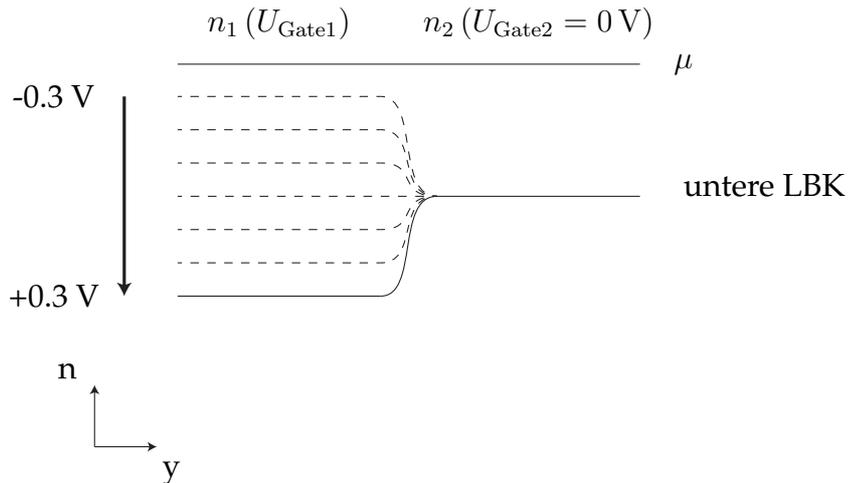


Abb. 4.6: Schematischer Bandkantenverlauf des 2DEG senkrecht zur Leitkanalrichtung (y). Durch Modulation von U_{Gate1} wird die Ladungsträgerdichte linear verändert. U_{Gate2} wird auf Erdpotential gehalten. LBK steht für „Leitungsbandkante“, μ ist das chemische Potential.

ten der beiden Bereiche n_1 und n_2 ist für eine betragsmäßig gleiche Potentialdifferenz (zum Beispiel $\Delta U_{\text{Gate1-Gate2}} = 0.3 \text{ V}$) identisch. Jedoch ist der Quotient der absoluten Werte $\frac{n_2}{n_1}$ nicht gleichbleibend. Sei $N_{y,1}$ die Anzahl an Elektronen, welche im Fall $U_{\text{Gate1}} = +0.3 \text{ V}$ eine hinreichend große kinetische Energie in y -Richtung besitzen, um die Stufe zu überqueren. Die $N_{y,1}$ Elektronen müssen also der Bedingung $E_{F1y} > E_{F1} - E_{F2}$ genügen, wobei E_{F1y} der y -Anteil der Fermi-Energie im Bereich B_1

4.1 Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs

ist. $N_{y,2}$ sei dementsprechend die Anzahl an Elektronen im Bereich B_2 , welche im Fall $U_{\text{Gate1}} = -0.3 \text{ V}$ die notwendige Energie besitzen, um die Stufe zu überqueren. Auch hier muss die kinetische Energie in y-Richtung einer Bedingung $E_{F_{2y}} > E_{F_2} - E_{F_1}$ genügen. Die maximale kinetische Energie in y-Richtung, die ein Elektron im ersten diskutierten Fall besitzen kann, ist $E_{F_{1y}}^{\text{max}} = E_{F_1}$. Sie ist somit größer als die im zweiten Fall maximale kinetische Energie in y-Richtung $E_{F_{2y}}^{\text{max}} = E_{F_2}$. Da die Potentialstufen in beiden Fällen gleich hoch sind, ist leicht ersichtlich, dass $N_{y,1} > N_{y,2}$ ist. Aus diesem Ungleichgewicht resultiert, dass die Wahrscheinlichkeit der Reflexion eines Elektrons für eine Gatespannung von $U_{\text{Gate1}} = -0.3 \text{ V}$ wesentlich größer ist, als bei einer Gatespannung von $U_{\text{Gate1}} = 0.3 \text{ V}$.

Um die Messdaten analytisch zu beschreiben, wird also eine Funktion gesucht, welche folgende Eigenschaften erfüllt:

- Sie muss antisymmetrisch bezüglich Vertauschung von n_1 und n_2 sein: $F(n_1, n_2) = -F(n_2, n_1)$.
- Für $n_1 = n_2$ muss gelten: $F(n_1, n_2) = 0$.
- Sie muss bei festgehaltenem n_1 groß werden für $n_2 \rightarrow 0$ und gegen einen konstanten Wert konvergieren für $n_2 \rightarrow \infty$.

Eine Funktion der Art $a \propto \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1}$ (erstmal vorgeschlagen von [Ganczarczyk,09]) erfüllt die Bedingungen. Diese Funktion ist allerdings nur bedingt geeignet, den Kurvenverlauf anzugleichen, da für sie für positive Gatespannungen U_{Gate1} stark vom Kurvenverlauf abweicht. Eine modifizierte Funktion

$$F(U_{\text{Gate1}}, U_{\text{Gate2}}) = A \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate1}} - U_{\text{th}}}{U_0}} - e^{-\frac{U_{\text{Gate2}} - U_{\text{th}}}{U_0}} \right) \quad (4.5)$$

stellt eine bessere Approximation der Messdaten dar.

Durch Anpassung der Funktion 4.5 an die Messdaten in Abb. 4.5, erhält man die Parameter $A_1 = -0.516 \frac{1}{\text{V}}$ und $U_{0,1} = 0.132 \text{ V}$ durch die sich die Funktion

$$F_1(U_{\text{Gate1}}, U_{\text{Gate2}}) = A_1 \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate1}} - U_{\text{th}}}{U_{0,1}}} - e^{-\frac{U_{\text{Gate2}} - U_{\text{th}}}{U_{0,1}}} \right) \quad (4.6)$$

aufstellen lässt. Sie ist in Abbildung 4.5 offenbar eine gute Approximation der Messdaten.

Eine weitere Möglichkeit, die Daten auszuwerten, ist die Auftragung der Potentialdifferenz $U_{\text{rect}} = \Phi_1 - \Phi_2$ gegen die variierte Gatespannung U_{Gate1} bei gleichzeitig variierte Gatespannung $U_{\text{Gate2}} = U_{\text{Gate1}} - U_{\text{const}}$. Dabei ist U_{const} eine konstante Spannung. Dies entspricht einer Variation der Fermi-Energie des Gesamtsystems, wobei die Höhe der Stufe gleich bleibt. In Abbildung 4.7 wird anhand eines vereinfachten

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

Banddiagramms der Verlauf der unteren Leitungsbandkante (untere LBK) in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannungen veranschaulicht. Die Potential-, und somit die Ladungsträgerdichtedifferenz werden dabei konstant gehalten.

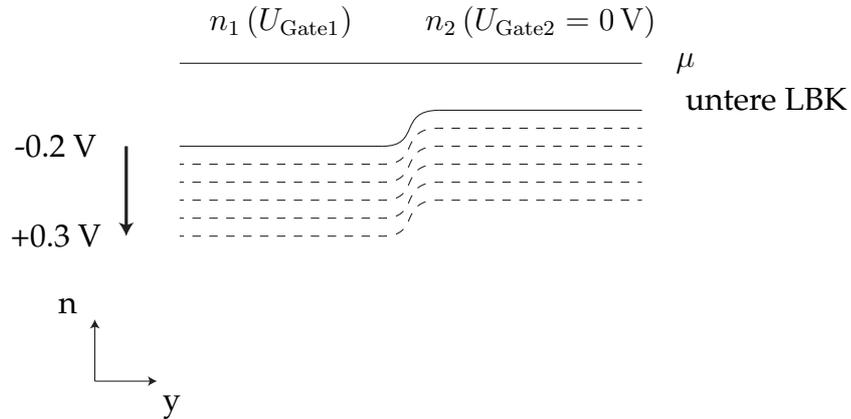


Abb. 4.7: Schematischer Bandkantenverlauf des 2DEG senkrecht zur Leitkanalrichtung (y). Durch Modulation von U_{Gate1} und $U_{\text{Gate2}} = U_{\text{Gate1}} - U_{\text{const}}$ wird die Ladungsträgerdichte im gesamten System linear verändert. LBK steht für „Leitungsbandkante“, μ ist das chemische Potential.

Die Messung wird in Abbildung 4.8 gezeigt. Es wird abermals die Effektstärke a gegen die Spannung U_{Gate1} aufgetragen, wobei für U_{Gate2} gilt: $U_{\text{Gate2}} = U_{\text{Gate1}} - 0.1 \text{ V}$.

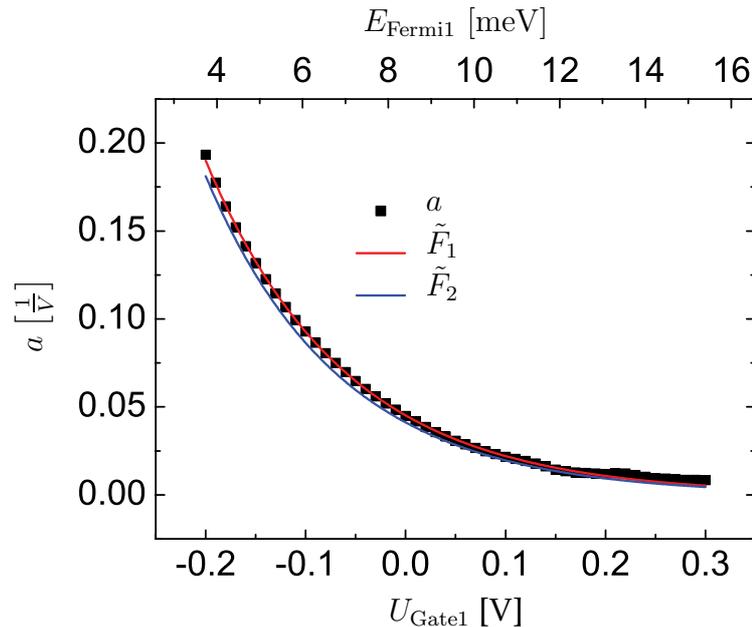


Abb. 4.8: Auftragung der experimentell bestimmten Werte für die Krümmung a gegen die variierte Gatespannung U_{Gate1} . Dabei ist $U_{\text{Gate2}} = U_{\text{Gate1}} - 0.1 \text{ V}$.

Dadurch, dass die Gatespannung U_{Gate1} stets kleiner ist, als U_{Gate2} , ist die Krümmung a nie negativ. Die Verstärkung des Effekts in Richtung negativer Gatespannung

4.1 Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs

ist zu erwarten. Ähnlich zu der bereits diskutierten Situation, sinkt die Wahrscheinlichkeit der Transmission eines Elektrons an der Ladungsträgerdichtestufe vom dichteren Bereich n_1 in den ladungsträgerärmeren Bereich n_2 bei steigender, negativer Gatespannung.

Mit den, durch Anpassen von 4.5 an die Messdaten aus Abb. 4.8 erhaltenen Parametern $\tilde{A}_1 = -0.571 \frac{1}{\text{V}}$, $\tilde{U}_{0,1} = 0.139 \text{ V}$ und $U_{\text{Gate}2} = U_{\text{Gate}1} - 0.1$, folgt für \tilde{F}_1 :

$$\tilde{F}_1(U_{\text{Gate}1}, U_{\text{Gate}1} - 0.1) = \tilde{A}_1 \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - U_{\text{th}}}{\tilde{U}_{0,1}}} - e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - 0.1 - U_{\text{th}}}{\tilde{U}_{0,1}}} \right). \quad (4.7)$$

Auch in diesem Fall ist mit den entsprechenden Parametern, Funktion 4.5 eine sehr gute Näherung. Es ist offensichtlich, dass sich die Parameter aus 4.7 und 4.6 nicht stark voneinander unterscheiden. Wird der Mittelwert der zueinander äquivalenten Parameter berechnet:

$$\frac{A_1 + \tilde{A}_1}{2} = A_2 = -0.54 \frac{1}{\text{V}} \quad (4.8)$$

und

$$\frac{U_{0,1} + \tilde{U}_{0,1}}{2} = U_{0,2} = 0.136 \text{ V}, \quad (4.9)$$

so folgen für die Funktionen F_2 bzw. \tilde{F}_2 , welche in den Abbildungen 4.5 und 4.8 eingezeichnet sind, die Zusammenhänge:

$$F_2(U_{\text{Gate}1}, U_{\text{Gate}2}) = A_2 \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - U_{\text{th}}}{U_{0,2}}} - e^{-\frac{U_{\text{Gate}2} - U_{\text{th}}}{U_{0,2}}} \right) \quad (4.10)$$

und

$$\tilde{F}_2(U_{\text{Gate}1}, U_{\text{Gate}1} - 0.1) = A_2 \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - U_{\text{th}}}{U_{0,2}}} - e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - 0.1 - U_{\text{th}}}{U_{0,2}}} \right). \quad (4.11)$$

Da trotz der unterschiedlichen Messmethoden mit gemeinsamen Parametern gute Näherungen an die Messdaten erzielt werden können, stellt Funktion 4.5 eine gute Approximation dar. Im Fall 4.6 ist eine starke Ähnlichkeit zur Shockley-Gleichung zu erkennen. Durch Umformen erhält man:

$$F_1(U_{\text{Gate}1}, U_{\text{Gate}2}) = B \cdot \left(e^{-\frac{U_{\text{Gate}1} - U_{\text{Gate}2}}{U_{0,1}}} - 1 \right) \quad (4.12)$$

beziehungsweise

$$F_1(\Delta U) = B \cdot \left(e^{-\frac{\Delta U}{U_{0,1}}} - 1 \right). \quad (4.13)$$

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

Mit den Parametern A_2 und $U_{0,2}$ erhält man für den zur Shockley-Gleichung äquivalenten Parameter I_0 den Wert $B = A_2 \cdot e^{\frac{U_{th}}{U_{0,2}}} = -0.0383 \frac{1}{V}$. Der Wert $U_{0,2} = 0.136 \text{ V}$ lässt sich unter Verwendung von

$$\Delta n = \frac{n_0}{U_{th}} \cdot U_{0,2} \quad (4.14)$$

(vgl. 2.8 und 4.4) als Energie umschreiben:

$$E_0 = \frac{\pi \hbar^2}{m_e} \cdot \Delta n = 3.15 \text{ meV}. \quad (4.15)$$

Diese Energie entspricht einer Temperatur von $T = 36.5 \text{ K}$, welche unter Abschnitt 4.5 nochmal aufgegriffen wird.

4.2 Abhängigkeit des Effekts von der Leitkanalbreite

Es ist von großem Interesse zu erfahren, ob die gemessene Querspannung U_{rect} von der Leitkanalbreite b abhängt. Aus elektrostatischen Gründen ist nicht zu erwarten, dass es eine Abhängigkeit von der Leitkanalbreite gibt, sofern b größer als die ballistische freie Weglänge l_b ist. Dies folgt aus der Betrachtung des 2DEG als Metall, in welchem sich das chemische Potential über den gesamten Raum angleicht. Das System aus Potentialabgriff, Kontaktdraht, Zuleitung und Messgerät ist im Verhältnis zur Breite des Kanals sehr viel größer. Eine Variation im μm -Bereich wäre deshalb mit Sicherheit nicht zu messen, falls das elektrochemische Potential sich mit dem Abstand zur Ladungsträgerdichtestufe änderte. Würde die Leitkanalbreite in den Bereich der ballistischen freien Weglänge gelangen, befände man sich im ballistischen Regime und würde aufgrund der Reflexion von Elektronen an den Leitkanalrändern wahrscheinlich einen Einfluss der Leitkanalbreite auf die gemessene Querspannung messen können.

In Abbildung 4.9 werden die Effektstärken in Form von Parabelkrümmungen a für verschiedene Gatespannungen gegen die Leitkanalbreiten der Proben C_1, C_2, C_3 und C_4 aufgetragen. U_{Gate1} wird auf Erdpotential gehalten. U_{Gate2} wird in -0.02 V -Schritten von -0.02 V bis -0.18 V variiert, wobei die Krümmung a mit Ansteigen der negativen Gatespannung wächst.

Die in Abbildung 4.9 dargestellten Daten liegen offensichtlich nicht auf einer Geraden. Bei einer Leitkanalbreite von $b = 30 \mu\text{m}$ ist eine systematisch kleinere Effektstärke zu erkennen, als bei den anderen Breiten. Dies kann allerdings an einer individuellen Eigenschaft der Probenstruktur C_2 liegen, da nicht gewährleistet werden kann, dass alle Proben exakt unter denselben Bedingungen prozessiert wurden. Um eine genauere Aussage zu treffen, muss eine große Anzahl an Proben präpariert und

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

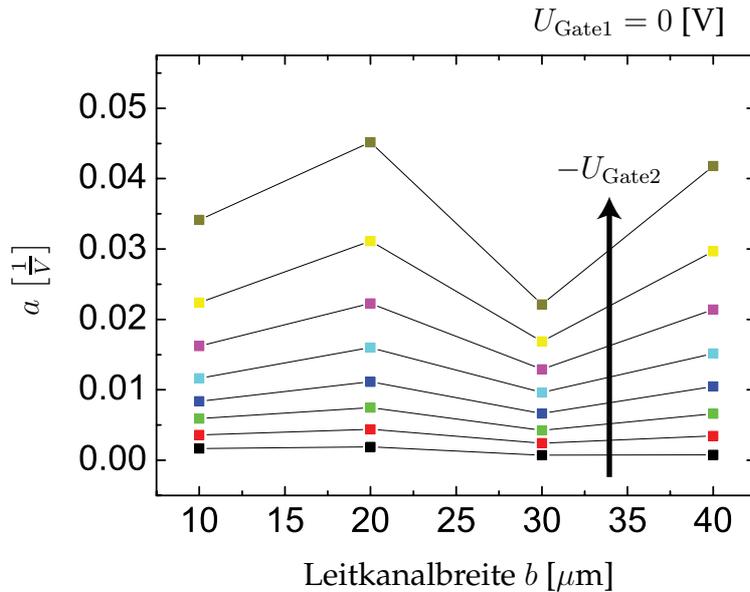


Abb. 4.9: Auftragung der Krümmung a gegen die Leitkanalbreite b für verschiedene Gatespannungsdifferenzen. U_{Gate1} wird Erdpotential gehalten. Der Parameter U_{Gate2} wird von $-0.02 V$ bis $-0.18 V$ variiert; Der Pfeil zeigt in Richtung größerer Gatespannungsdifferenzen.

gemessen werden.

Die einzige Aussage, die sich mit den Daten in Abb. 4.9 treffen lässt, ist die, dass bei einer Verbreiterung des Leitkanals von $10 \mu m$ auf $40 \mu m$ keine deutliche Abhängigkeit der Effektstärke zu beobachten ist. Das lässt darauf schließen, dass das elektrochemische Potential ab einer Entfernung von ca. $10 \mu m$ zur Ladungsträgerdichtestufe konstant bleibt. Die Annahme, dass die Einflüsse auf die Gleichrichtung ballistischer Natur sind kann in diesem Abschnitt weder bekräftigt, noch abgeschwächt werden.

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

Um zu erfahren, ob Einflüsse der einlegierten 2DEG-Kontakte bei der in Kapitel 4 gezeigten Gleichrichtung eine Rolle spielen, oder ob es noch andere Gate-unabhängige Effekte gibt, wird in diesem Abschnitt ein Leitkanal in Hall-bar-Geometrie ohne Gate untersucht. Die Modengleichrichtung (siehe Kapitel 2.2 und 4.4), welche zu einem nichtlinearen Spannungsabfall im Leitkanal führt, wird somit eliminiert. Dadurch können die in diesem Abschnitt beobachteten Phänomene separat betrachtet werden.

4.3.1 Messung eines gleichrichtenden Effekts

Die in Abbildung 4.10 dargestellte Schaltskizze zeigt das 2DEG-Muster der gemessenen Struktur. Durch Anlegen einer Spannung über den Source- und den Drainkontakt werden die Messdaten im Push-Pull-Verfahren (siehe Abschnitt 3.4.2) aufgenommen, wobei die Messgröße nicht die Potentialdifferenz $U_{rect} = \Phi_1 - \Phi_2$ ist (wie in Kapitel 4.1), sondern direkt eines der gegen Erde gemessenen Potentiale Φ_1 und Φ_2 .

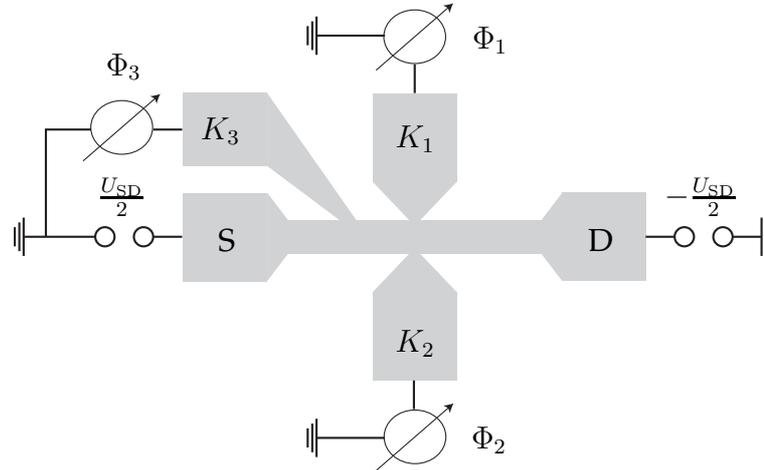


Abb. 4.10: Schematische Darstellung der untersuchten 2DEG-Struktur. An den Kontakten K_1 , K_2 und K_3 können die Potentiale an den entsprechenden Stellen des 2DEG-Leitkanals gegen Erde gemessen werden. U_{SD} ist die Source-Drain-Spannung, welche über den Leitkanal angelegt wird.

In Abbildung 4.11 a sind die, bei einer Temperatur von vier Kelvin im VTI gemessenen Potentiale Φ_1 und Φ_2 gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} aufgetragen. In Abbildung 4.11 b wird der nichtlineare Anteil der Daten dargestellt.

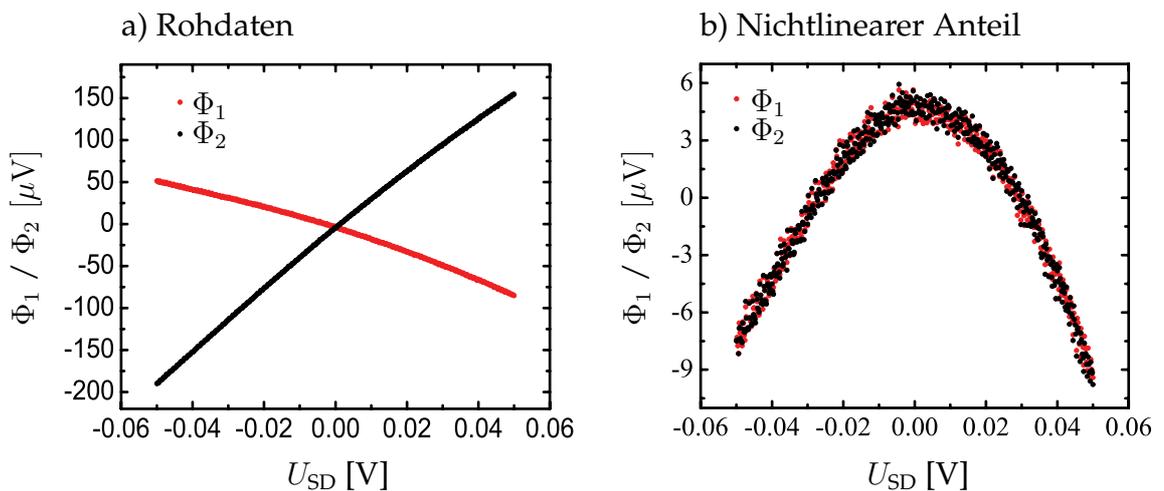


Abb. 4.11: a: Verlauf der Potentiale Φ_1 und Φ_2 von Probe A über die angelegte SD-Spannung bei 4 Kelvin. b: Nichtlinearer Anteil der Potentiale Φ_1 und Φ_2 über eine angelegte SD-Spannung U_{SD} .

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

Es ist eine sehr gute Übereinstimmung der Potentialverläufe Φ_1 und Φ_2 in Abbildung 4.11 b zu erkennen, obgleich bei den unbehandelten Rohdaten ein deutlicher Unterschied im linearen Anteil zu sehen ist (Abb. 4.11 a). Der Unterschied im linearen Anteil ist auf die nicht perfekte Ausrichtung der mittleren Spannungsabgriffe zurückzuführen (siehe Kapitel 3.4.2). Da es sich bei dem 2DEG-Kanal um einen ohmschen Leiter handelt, würde man zunächst nicht erwarten, einen nichtlinearen Anteil zu messen. Beide Kurven sind zudem symmetrisch zur y-Achse und nach unten geöffnet. Dies deutet darauf hin, dass der Effekt nicht vom Ort senkrecht zur Source-Drain-Achse (also in y-Richtung) abhängt. Es findet folglich keine Ladungsakkumulation an einer Seite längs des Leitkanals statt und somit kann keine Potentialdifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$ gemessen werden. Dies ist aufgrund der Spiegelsymmetrie der Probe entlang der S-D-Achse nicht anders zu erwarten. Für Proben mit zwei Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im Leitkanal ist diese Symmetrie gebrochen und es könnte resultieren, dass eine Querspannung $\Phi_1 - \Phi_2$ auftritt, wenn der parabolische Verlauf in Abb. 4.11 b von der Ladungsträgerdichte abhängt. Allerdings zeigt die μV -Skale in Abb. 4.11 b, dass diese Betrachtung die großen ($> 500\mu\text{V}$) Querspannungen in dichtemodulierten Systemen nicht erklären kann.

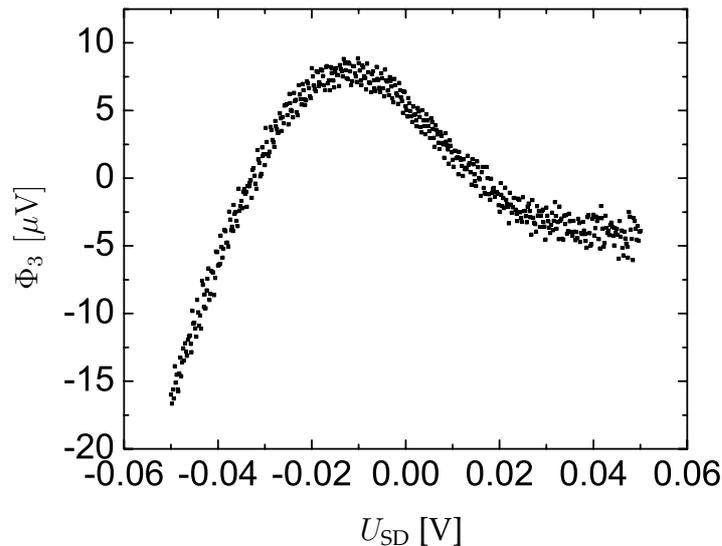


Abb. 4.12: Auftragung des nichtlinearen Anteils Φ_3 gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} bei einer Temperatur von 4 Kelvin.

Das nichtlineare Abfallen der Spannung erfolgt offenbar entlang des Leitkanals, oder aufgrund von Einflüssen der 2DEG-Kontakte. Der nichtlineare Anteil des Potentialverlaufs an Kontakt K_3 wird in Abbildung 4.12 ausgewertet. Beim Vergleich dieser Kurve mit den beiden Messkurven aus Abbildung 4.11 b, fällt die starke Asymmetrie des Kurvenverlaufs von $\Phi_3(U_{SD})$ auf. Außerdem ist der nichtlineare Effekt für negative SD-Spannungen stärker, als er es bei den Potentialabgriffen K_1 und K_2 ist. Diese

Messung könnte darauf hindeuten, dass eine nichtlineare Abhängigkeit des Potentials von der Position im Leitkanal existiert.

4.3.2 Temperaturabhängigkeit

Die Messungen werden bei verschiedenen Temperaturen wiederholt, um einen möglichen Einfluss der Temperatur auf den Gleichrichtungseffekt zu untersuchen. Die Messanordnung unterscheidet sich ansonsten nicht von der in Kapitel 4.3.1. Die so gemessenen nichtlinearen Anteile des Potentials Φ_1 in Abhängigkeit von der Source-Drain-Spannung werden in Abbildung 4.13 a für einen Temperaturbereich von 1.9 bis 50 Kelvin dargestellt.

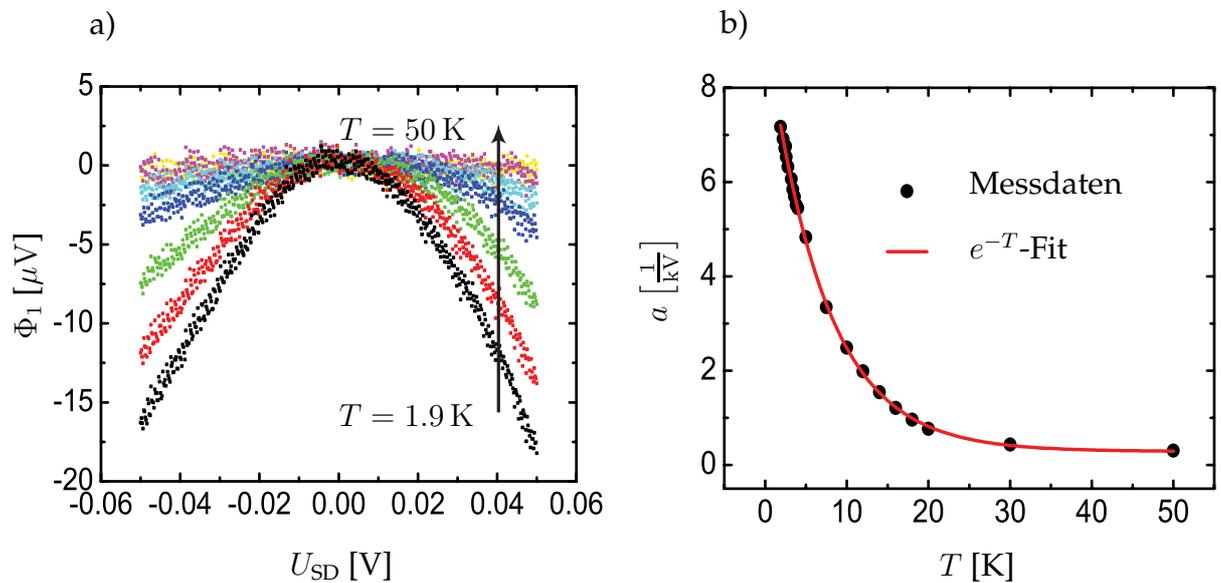


Abb. 4.13: a: Temperaturabhängigkeit des Potentials Φ_1 über die angelegte SD-Spannung. Der Pfeil zeigt in Richtung höherer Temperatur von 1.9 bis 50 Kelvin; b: Auftragung des dem parabolischen Anteils entsprechenden Fitparameters a gegen die Temperatur.

Die Temperaturentwicklung des beobachteten Effekts in Abb. 4.13 a ist deutlich erkennbar. Mit steigender Temperatur nimmt der parabolische Anteil der Messdaten ab.

Durch das Anpassen von Polynomen 2. Ordnung ($F(x) = c_1 + c_2 \cdot x + a \cdot x^2$) an die Messdaten erhält man den parabolischen Anteil a , der repräsentativ für die Stärke des gleichrichtenden Effekts ist. Dieser Faktor a wird in Abb. 4.13 b gegen die Temperatur aufgetragen und durch eine Exponentialfunktion

$$F(T) = c_1 + c_2 \cdot e^{-\frac{T}{c_3}} \quad (4.16)$$

angepasst.

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

Die angepasste Exponentialfunktion 4.16 besitzt folgende Fitparameter:

Konstante	Wert
c_1	$2.89 \cdot 10^{-4} \text{ V}^{-1}$
c_2	$9.05 \cdot 10^{-3} \text{ V}^{-1}$
c_3	7.05 K

Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Fit ist bemerkenswert, da die meisten temperaturabhängigen Effekte, wie zum Beispiel die Ladungsträgerkonzentration in Halbleitern, mit einem $e^{-\frac{1}{T}}$ -Verhalten beschrieben werden.

4.3.3 Diodenmodell

Um zu untersuchen, ob der gemessene Effekt auf einen Einfluss der 2DEG-Kontakte zurückzuführen ist, wird im Folgenden versucht, den nichtlinearen Zusammenhang zwischen der angelegten SD-Spannung U_{SD} und dem SD-Strom I_{SD} mit einem Schottky-Diodenmodell zu quantifizieren. Falls der Verlauf des elektrochemischen Potentials aus dem Experiment mit diesem Modell reproduziert werden kann, wäre das ein starker Hinweis darauf, dass es sich bei der Potentialgleichrichtung in Abb. 4.11 b um den Einfluss der einlegierten 2DEG-Kontakte handelt. In Abbildung 4.14 ist eine IV-Kennlinie der Probe A aufgetragen. Die Kennlinie wird durch Anlegen einer Spannung U_{SD} zwischen Source und Drain bei gleichzeitigem Messen des Stroms I_{SD} erstellt. Durch Ableiten der IV-Kennlinie (rote Kurve) wird die differentielle Leitfähigkeit (blaue Kurve) bestimmt.

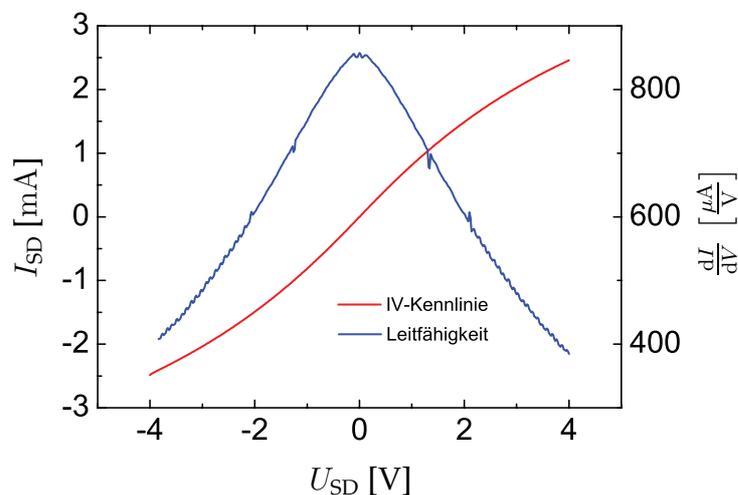


Abb. 4.14: IV-Kennlinie der Probe A für einen SD-Spannungsbereich U_{SD} zwischen -4 und 4 Volt. Die rote Kurve ist der gemessene Strom, die blaue Kurve die differentielle Leitfähigkeit der Probe.

Es kann ein deutliches nichtlineares Verhalten der differentiellen Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Source-Drain-Spannung im Bereich zwischen -4 und 4 Volt

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

beobachtet werden. Dieses IV-Verhalten ähnelt einer IV-Kennlinie zweier gegeneinander geschalteter Dioden. In einem SD-Spannungsbereich von -50 bis 50 mV ist der Effekt allerdings so klein, dass es nicht anhand einer IV-Kennlinie beobachtet werden kann. Welche Auswirkungen ein solch kleiner, nichtlinearer Effekt auf das elektrochemische Potential des Leitkanals hat und ob sich dadurch das parabolische Verhalten der gemessenen Potentiale Φ_1 und Φ_2 erklären lässt, wird anhand des Schaltbilds in Abb. 4.15 diskutiert.

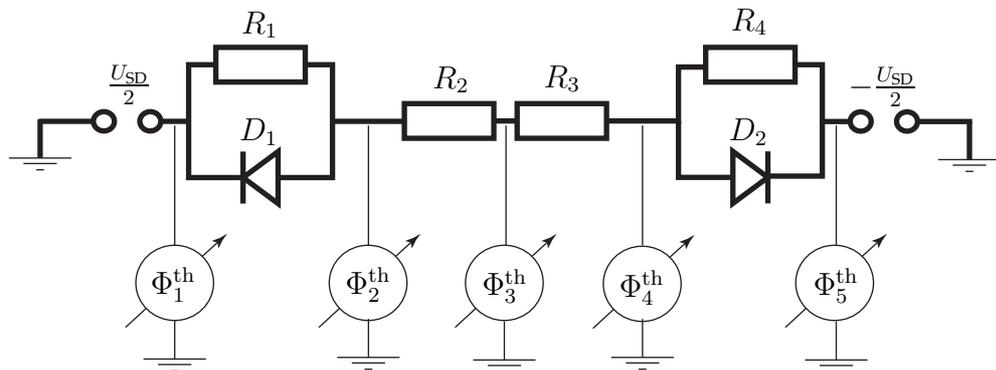


Abb. 4.15: Schaltskizze des Diodenmodells mit Dioden, deren Durchlassrichtung nach außen gerichtet ist.

Mit dieser Schaltskizze (Abb. 4.15) wird die gemessene Struktur aus Abb. 4.10 mit Hilfe von Widerständen und Dioden beschrieben. In dem Schaltbild wird, wie im Experiment, mittels Push-Pull-Verfahren eine Spannung U_{SD} über die der Probe entsprechenden Anordnung angelegt. Die Kontakte „Source“ und „Drain“ in der Struktur werden jeweils durch eine Parallelschaltung eines Widerstands R_1 bzw. R_4 und einer Diode D_1 bzw. D_2 dargestellt. Das 2DEG wird in der Mitte der Schaltung als Reihe zweier Widerstände R_2 und R_3 betrachtet. Um das Potential Φ_3^{th} , was den Potentialen Φ_1 und Φ_2 aus dem Experiment entspricht, ausrechnen zu können, ist die Kenntnis aller anderen dargestellten Potentiale Φ_1^{th} , Φ_2^{th} , Φ_4^{th} und Φ_5^{th} nötig.

Die Kontakte als Parallelschaltung aus einer Schottkydiode und einem ohmschen Widerstand zu betrachten ist sinnvoll, da neben dem diodenähnlichen Anteil in der IV-Kennlinie in Abbildung 4.14 auch ein starker linearer Anteil existiert. Die Gegensätzlichkeit der Richtungen folgt aus einer Symmetriebetrachtung der IV-Kennlinie. Da es allerdings keine Möglichkeit gibt, die Richtungen der Dioden im Experiment zu bestimmen, muss die Wahl der Durchlassrichtungen in Abb. 4.15 mit Hilfe eines einfachen Beispiels zweier gegeneinandergeschalteter Dioden in verschiedenen Sperrrichtungen begründet werden. In Abbildung 4.16 wird verdeutlicht, wie sich das Potential Φ_3 in der Mitte der entsprechenden Verschaltung als Funktion der außen angelegten Spannung U verhält. Die gerechneten Graphen wurden mit Hilfe einer vereinfachten Shockleygleichung [Shockley,49] berechnet. Die Konstanten I_0 und V_T

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

werden für diese Betrachtung auf 1 gesetzt. Daraus folgt für die Verschaltung aus Abbildung 4.16 b:

$$I_{D1} = - (e^{\Phi - \Phi_{\text{links}}} - 1) \quad \text{und} \quad (4.17)$$

$$I_{D2} = e^{\Phi - \Phi_{\text{rechts}}} - 1. \quad (4.18)$$

Dabei ist I_{D1} der Strom der linken und I_{D2} der Strom der rechten Diode. Φ ist das Potential zwischen den Dioden, Φ_{links} und Φ_{rechts} sind die Potentiale links der linken, bzw. rechts der rechten Diode. Da der Gesamtstrom I_{Ges} gleich den einzelnen Diodenströmen I_{D1} und I_{D2} ist, können die beiden Gleichungen 4.17 und 4.18 gleichgesetzt und nach Φ aufgelöst werden. Es gilt:

$$I_{D1} = I_{D2}.$$

Durch Einsetzen erhält man:

$$- (e^{\Phi - \Phi_{\text{links}}} - 1) = e^{\Phi - \Phi_{\text{rechts}}} - 1.$$

Daraus folgt:

$$\Phi = -\ln \left(\frac{1}{2} \cdot (e^{-\Phi_{\text{links}}} + e^{-\Phi_{\text{rechts}}}) \right).$$

Mit der Notation aus Abb. 4.16 ($\Phi_{\text{links}} = \frac{U}{2}$ und $\Phi_{\text{rechts}} = -\frac{U}{2}$) folgt daraus in vereinfachter Form der Zusammenhang:

$$\boxed{\Phi = -\ln \left(\cosh \left(\frac{U}{2} \right) \right)}. \quad (4.19)$$

Man sieht, dass die Messkurven in Abbildung 4.11 in die selbe Richtung geöffnet sind, wie die Kurve, die durch Berechnung zweier nach außen zeigender Durchlassrichtungen entsteht (Abb. 4.16 b). Daher macht es Sinn, in dem kompletten Modell aus Abb. 4.15 die Dioden mit nach außen zeigenden Durchlassrichtungen zu verschalten.

Um die einzelnen Potentiale aus der Schaltskizze in Abb. 4.15 auszurechnen, wird das Programm Mathematica 8.0 verwendet, da während des Lösens des Systems komplizierte, implizite Funktionen auftauchen. Mit Hilfe dieses Programms können zusätzlich, unter Verwendung bekannter Parameter, Messkurven gerechnet werden, welche sich mit den realen Messkurven sowohl qualitativ, als auch quantitativ vergleichen lassen.

Zunächst wird der Gesamtstrom durch das System in Relation zum Strom durch die einzelnen Abschnitte gesetzt:

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

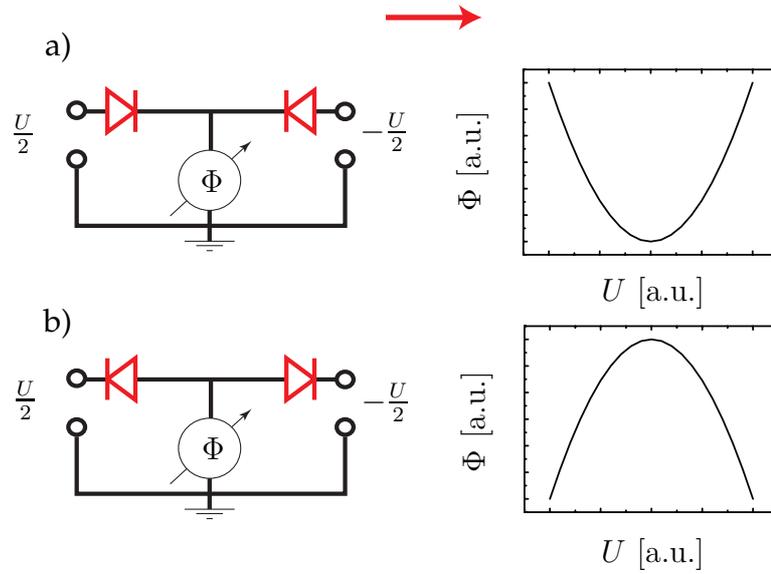


Abb. 4.16: Vergleich der zwei Möglichkeiten einer Gegeneinanderschaltung zweier Schottkydioden.

$$I_{\text{Ges}} = I_{D_1} + I_{R_1} = -I_0 \cdot \left(e^{-q \cdot \frac{(\Phi_1^{\text{th}} - \Phi_2^{\text{th}})}{k \cdot T}} - 1 \right) + \frac{\Phi_1^{\text{th}} - \Phi_2^{\text{th}}}{R_1} \quad (4.20)$$

$$= I_{D_2} + I_{R_4} = I_0 \cdot \left(e^{q \cdot \frac{(\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}})}{k \cdot T}} - 1 \right) + \frac{\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}}}{R_4} \quad (4.21)$$

$$= I_{R_3} = \frac{\Phi_2^{\text{th}} - \Phi_3^{\text{th}}}{R_2} \quad (4.22)$$

$$= I_{R_2} = \frac{\Phi_3^{\text{th}} - \Phi_4^{\text{th}}}{R_3}. \quad (4.23)$$

Wird angenommen, dass beide Kontakte die gleichen Transporteigenschaften besitzen, so folgt aus Symmetriegründen (vgl. Abb. 4.14) $R_1 = R_4$. Werden die Gleichungen 4.20 und 4.21 gleichgesetzt, erhält man einen Ausdruck für die Spannungsdifferenz $\Phi_1^{\text{th}} - \Phi_2^{\text{th}}$, welcher von der Spannungsdifferenz $\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}}$ abhängt. Mit $C = 7 \cdot \left(e^{\frac{q \cdot (\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}})}{k \cdot T}} - 2 \right) \cdot I_0$ folgt:

$$\Phi_1^{\text{th}} - \Phi_2^{\text{th}} = C + (\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}}) + \frac{k \cdot T}{q} \cdot W \left(\frac{7 \cdot I_0 \cdot q}{k \cdot T} \cdot e^{-q \cdot \left(C + \frac{(\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}})}{k \cdot T} \right)} \right). \quad (4.24)$$

Dabei ist die Funktion $W(x)$ die sogenannte Lambert W-Funktion [Corless,96],

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

welche reale Lösungen für $x \geq -\frac{1}{e}$ besitzt. Es gilt für $x \in [0, \infty)$:

$$x = W(x) \cdot e^{W(x)}.$$

Durch Entwicklung von $W(x)$ in eine Taylorreihe ergibt sich:

$$W(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-n)^{n-1}}{n!} \cdot x^n.$$

Die so ausgerechnete Abhängigkeit $\Phi_1^{\text{th}} - \Phi_2^{\text{th}}$ von $\Phi_4^{\text{th}} - \Phi_5^{\text{th}}$, sowie äquivalente Notationen, werden im Folgenden mit $\Phi_{1-2}^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}})$ oder entsprechend bezeichnet. Um die gewünschte Abhängigkeit des mittleren Abgriffs Φ_3^{th} von der außen angelegten Source-Drain-Spannung U_{SD} zu erhalten, müssen die folgenden Funktionen berücksichtigt werden, welche sich durch Lösen der Gleichungen 4.20 bis 4.23 ergeben:

$$\Phi_{1-5}^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}}) = \Phi_{4-5}^{\text{th}} + 2 \cdot R_i \cdot I_{\text{Ges}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}}) + \Phi_{1-2}^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}}), \quad (4.25)$$

$$\text{und } \Phi_3^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}}) = \frac{1}{2} \cdot (\Phi_{4-5}^{\text{th}} - \Phi_{1-2}^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}})). \quad (4.26)$$

Durch Einsetzen von 4.24 in 4.25 und 4.26 erhält man Ausdrücke, welche nur von Φ_{4-5}^{th} abhängig sind. Dabei kann $\Phi_{1-5}^{\text{th}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}})$ in 4.25 auch als $U_{\text{SD}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}})$ geschrieben werden. Durch diese Ausdrücke kann mit Hilfe direkter numerischer Berechnung der Graph $\Phi_3^{\text{th}}(U_{\text{SD}})$ bestimmt werden.

Der Strom $I_{\text{Ges}}(\Phi_{4-5}^{\text{th}})$ (Ausdruck 4.21) in 4.25, sowie der Sättigungssperrstrom I_0 und die berechnete Spannungsdifferenz Φ_{1-2}^{th} sind temperaturabhängig. Alle anderen Parameter, insbesondere der 2DEG-Widerstand des halben Leitkanals R_i lassen sich bestimmen, oder sind bekannte Konstanten. Durch eine 4-Punkt-Messung des Leitkanals ergibt sich für den halben 2DEG-Leitkanalwiderstand ein Wert von $R_i = 301 \Omega$. Die temperaturunabhängigen (angenähert für kleine Temperaturen) äußeren Widerstände $R_{1,4}$, sowie der temperaturabhängige Sättigungssperrstrom I_0 wurden jedoch nicht bestimmt. Die Idee zur Bestimmung eines äußeren Widerstands ist, dass bei hinreichend großen Source-Drain-Spannungen die Diode in Durchlassrichtung einen verschwindenden Widerstand besitzt. Die Differenz zwischen dem gesamten Widerstand und dem bekannten Leitkanalwiderstand sollte dann der gesuchte Außenwiderstand des entsprechenden Widerstands R_1 oder R_4 sein. Jedoch tritt auch beim Anlegen hoher Spannungen (bis zu einigen 10 Volt) keine Sättigung in der differentiellen Leitfähigkeit des 2DEG ein.

Die Auftragung (Abbildung 4.17) der Krümmung der gerechneten Werte für einen Sättigungssperrstrombereich von 0 bis 100 μA zeigt sowohl eine deutliche Abhängigkeit vom äußeren Widerstand, als auch von der Temperatur.

Es ist ersichtlich, dass die Effektstärken (Krümmungsbeträge) in den Minima der

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

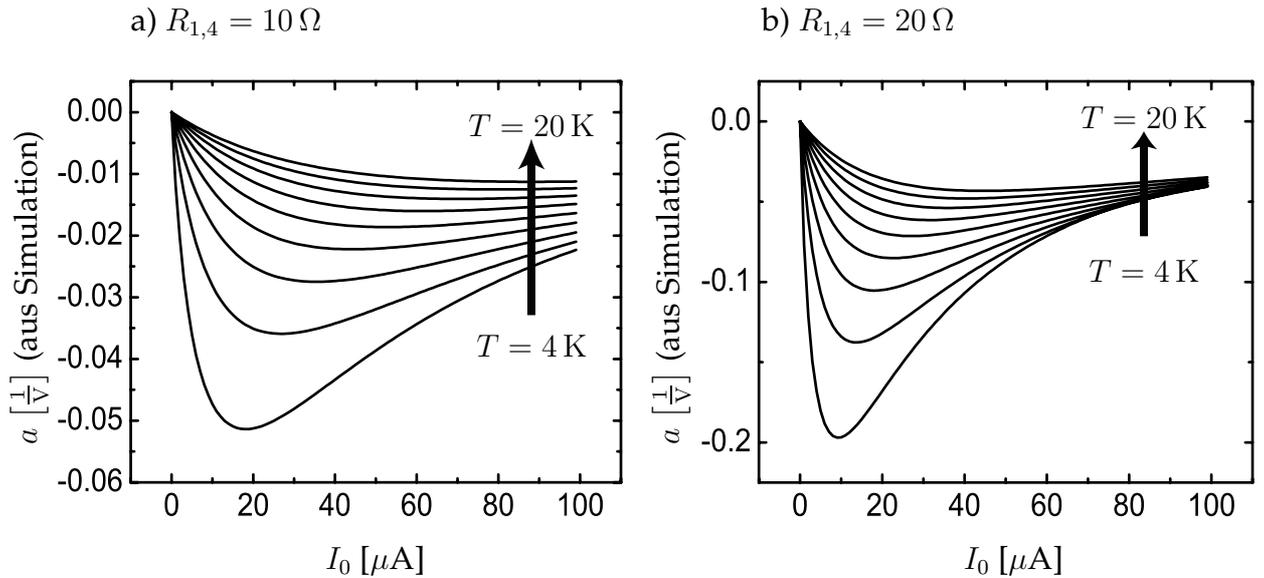


Abb. 4.17: Auftragung der Krümmung a aus der Simulation gegen den Sättigungssperrstrom I_0 . In Bild a sind die äußeren Widerstände auf $R_{1,4} = 10 \Omega$, in Bild b auf $R_{1,4} = 20 \Omega$ gesetzt worden.

Kurven mit sinkendem Außenwiderstand abnehmen. Für große Ströme I_0 konvergieren alle Kurven gegen Null. Daraus resultiert, dass es einen kleinsten Außenwiderstand geben muss, mit dem die gemessene Effektstärke a noch mit Hilfe des Modells reproduziert werden kann. Dieser minimale Außenwiderstand kann aufgrund der vielen Veränderlichen und der Komplexität der Computerrechnung nicht exakt bestimmt werden, liegt jedoch bei ca. $R_{1,4} = 5 \Omega$.

Anhand eines Beispiels wird in Abbildung 4.18 veranschaulicht, wie gut das Modell für einen Außenwiderstand von $R_{1,4} = 10 \Omega$ und einem Sättigungssperrstrom von $I_0 = 2.557 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ bei einer Temperatur von 7.5 Kelvin mit der Messung übereinstimmt.

Um den temperaturabhängigen Verlauf des Sättigungssperrstroms darzustellen, werden für einige Temperaturen die gerechneten Kurven jeweils an die entsprechenden Messdaten durch Variation von I_0 bei konstantem Außenwiderstand angepasst. Durch Auftragen von I_0 über die Temperatur, kann die Bedeutung des Modells zur Beschreibung des gleichrichtenden Effekts diskutiert werden.

In Abb. 4.19 a wird der angepasste Sättigungssperrstrom I_0 für einige Messkurven in einem Temperaturbereich von 1.9 bis 50 Kelvin gegen die Temperatur aufgetragen. Der gewählte Außenwiderstand ist dabei $R_{1,4} = 10 \Omega$.

Der Temperaturverlauf des Sperrstroms I_0 (Abb. 4.19 a) kann durch die e^{-T} -Funktion 4.16 beschrieben werden. Die Parameter ihrer Konstanten sind in Abb 4.20 aufgelistet. Vergleicht man die Temperaturabhängigkeiten von I_0 und der Effektstärke a (Abb. 4.19 b) miteinander, so fällt die große Ähnlichkeit beider Kurvenverläufe auf. Die Werte einer äquivalenten „Zerfallskonstanten“ c_3 , weichen nur um ca. 10 % von-

4.3 Gleichrichtung in einem 2DEG und Einfluss der 2DEG-Kontakte

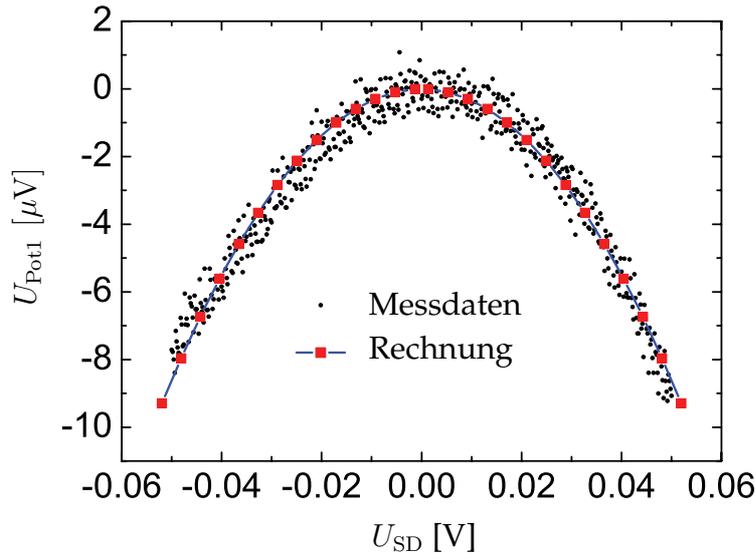


Abb. 4.18: Beispiel für die Übereinstimmung der Rechnung mit den Messdaten bei $T = 7.5 \text{ K}$ für einen Sättigungssperrstrom $I_0 = 2.557 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ und einem Außenwiderstand von $R_{1,4} = 10 \Omega$.

a) Modell: $R_{1,4} = 10 \Omega$

b) Messung

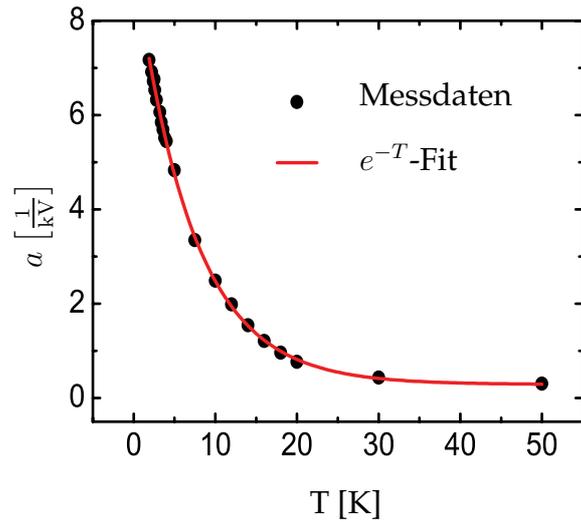
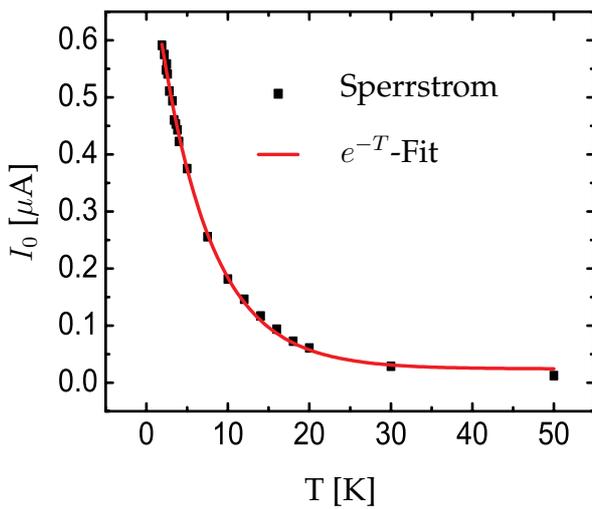


Abb. 4.19: a: Temperaturverlauf des gerechneten Sättigungssperrstroms I_0 . b: Temperaturverlauf der gemessenen Effektstärke a .

einander ab.

Konstante für I_0	Wert	Konstante für a	Wert
c_1	$2.42 \cdot 10^{-8} \text{ A}$	c_1	$2.89 \cdot 10^{-4} \text{ V}^{-1}$
c_2	$7.66 \cdot 10^{-7} \text{ A}$	c_2	$9.05 \cdot 10^{-3} \text{ V}^{-1}$
c_3	6.375 K	c_3	7.05 K

Abb. 4.20: Werte für die Konstanten der Fitfunktionen.

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

Die große Ähnlichkeit dieser Temperaturabhängigkeiten lässt sich darauf zurückführen, dass man sich in einem Bereich des Sättigungssperrstroms befindet, welcher proportional zu a ist. Dies ist allerdings recht erstaunlich, da die Kurven in Abb. 4.17 eine sehr deutliche Temperaturabhängigkeit, auch in den Bereichen nahe Null, zeigen. Es ist daher anzunehmen, dass der Zusammenhang komplexer ist und die zusätzliche Kenntnis mindestens eines Parameters, oder eines funktionalen Zusammenhangs erfordert.

Hinzu kommt, dass das Modell nur für den Fall nach außen zeigender Durchlassrichtungen der Dioden die Messergebnisse beschreiben kann. In welche Richtung etwaige Dioden zeigen, kann in dieser Arbeit nicht experimentell bestimmt werden. Bei einem Metall-Halbleiterübergang zeigt die Durchlassrichtung vom Metall in Richtung Halbleiter [Sze,91]. Dies ist im Falle des betrachteten Systems in Abb. 4.15 nicht der Fall. Wäre der Metall-Halbleiterübergang (Kontaktfläche $\rightarrow n$ -Halbleiter) für den dominierenden Anteil der Potentialgleichrichtung verantwortlich, so müsste nach Abb. 4.16 a die gemessene Abweichung des Potentials ein anderes Vorzeichen haben, als das im Experiment beobachtete. Wie genau sich ein System: „Metall $\rightarrow n$ -Halbleiter \rightarrow 2DEG“ verhält, kann an dieser Stelle nicht klar diskutiert werden.

Fest steht, dass es im Rahmen der Annahmen im Diodenmodell einen großen Bereich an Parametern gibt, die den gleichrichtenden Effekt im Potential beschreiben können. Da die entsprechenden Parameter in Fällen der Reproduzierbarkeit realistische Größen aufweisen (parallelgeschaltete, äußere Widerstände zwischen 5 und 20 Ω , Sättigungssperrstrom im μA -Bereich), kann geschlossen werden, dass ein messbarer Einfluss der 2DEG-Kontakte auf die Gleichrichtung im Sinne der nichtlinearen Potentialänderung nicht ausgeschlossen werden darf. Das Argument der Durchlassrichtung eines Schottky-Kontakts weist allerdings stark in die Richtung, dass es sich bei der Messung in 4.13 um einen Effekt handelt, welcher unabhängig von den Kontakten auftritt.

Dieses Phänomen ist zum aktuellen Zeitpunkt Gegenstand theoretischer Forschung und wird in enger Zusammenarbeit mit Mitarbeitern aus der AG König intensiv behandelt.

4.4 Einfluss der Modengleichrichtung

Wie im Abschnitt 2.2 beschrieben, sind gleichrichtende Eigenschaften aufgrund der Modengleichrichtung in einem Leitkanal mit elektrisch entkoppelten Ladungsträgerdichtebereichen zu erwarten. Dieses Kapitel befasst sich mit der Fragestellung, ob ein modengleichrichtender Effekt auch in einem Leitkanal mit gekoppelten Ladungsträgerdichtebereichen, so wie er in Kapitel 4 untersucht wird, einen Einfluss besitzt. Da keine Temperaturabhängigkeit im Falle der Modengleichrichtung zu erwarten ist

(siehe Gleichung 2.22), ist es möglich, sie in einem gekoppelten 2DEG-Leitkanal sowohl qualitativ, als auch quantitativ von dem gemessenen Gleichrichtungseffekt aus Kapitel 4 zu separieren. Es werden zwei Strukturen (B_1 und B_2) untersucht, welche sich auf einem Probenstück befinden und sich nur durch die Kopplung bzw. Entkopplung der zwei verschiedenen Ladungsträgerdichtebereiche voneinander unterscheiden. Durch die parallele Prozessierung und das gleichzeitige Messen beider Proben werden störende Einflüsse minimiert, wodurch ein sinnvoller Vergleich ange stellt werden kann.

4.4.1 Entkopplung der Ladungsträgerdichtebereiche

Abbildung 4.21 zeigt schematisch die Struktur von Probe B_2 . Der Rote Streifen re präsentiert einen Ätzgraben zwischen den Gates, welcher das 2DEG lokal entfernt. Durch diese Entkopplung der zwei Bereiche oberhalb und unterhalb des Ätzgrabens wird ein ballistischer Transport effektiv unterdrückt. Die Messanordnung ähnelt ansonsten exakt jener aus Kapitel 4.1. Es wird auch in diesem Fall die Potentialdifferenz U_{rect} gegen die angelegte SD-Spannung im Push-Pull-Verfahren gemessen.

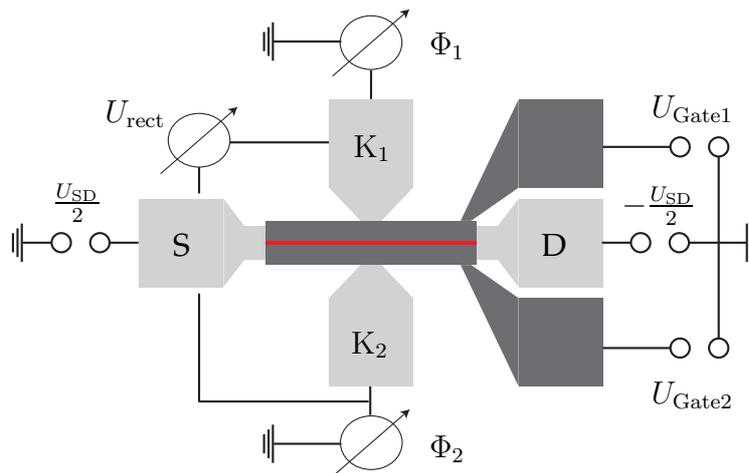


Abb. 4.21: Schematische Darstellung von Probe B_2 mit geätztem Leitkanal, welcher durch den roten Streifen illustriert wird.

Die Probe ohne Ätzgraben wird durch Schaltbild 4.1 beschrieben und in Kapitel 4.1 ausführlich vermessen und diskutiert.

4.4.2 Vergleich der Gleichrichtungseffekte

In den Graphen 4.22 a und b sind die nichtlinearen Potentialdifferenzverläufe U_{rect} der Proben B_2 und B_1 über die SD-Spannung U_{SD} bei einer Temperatur von $T = 2\text{ K}$ aufgetragen. Die Gatespannung U_{Gate2} liegt auf dem Erdpotential. Die Spannung des

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

gegenüberliegenden Gates U_{Gate1} wird relativ zum Erdpotential von 0.1 Volt bis -0.3 Volt in Schritten von 0.1 Volt durchfahren. Der Pfeil zeigt in Richtung steigender, negativer Gatepannung.

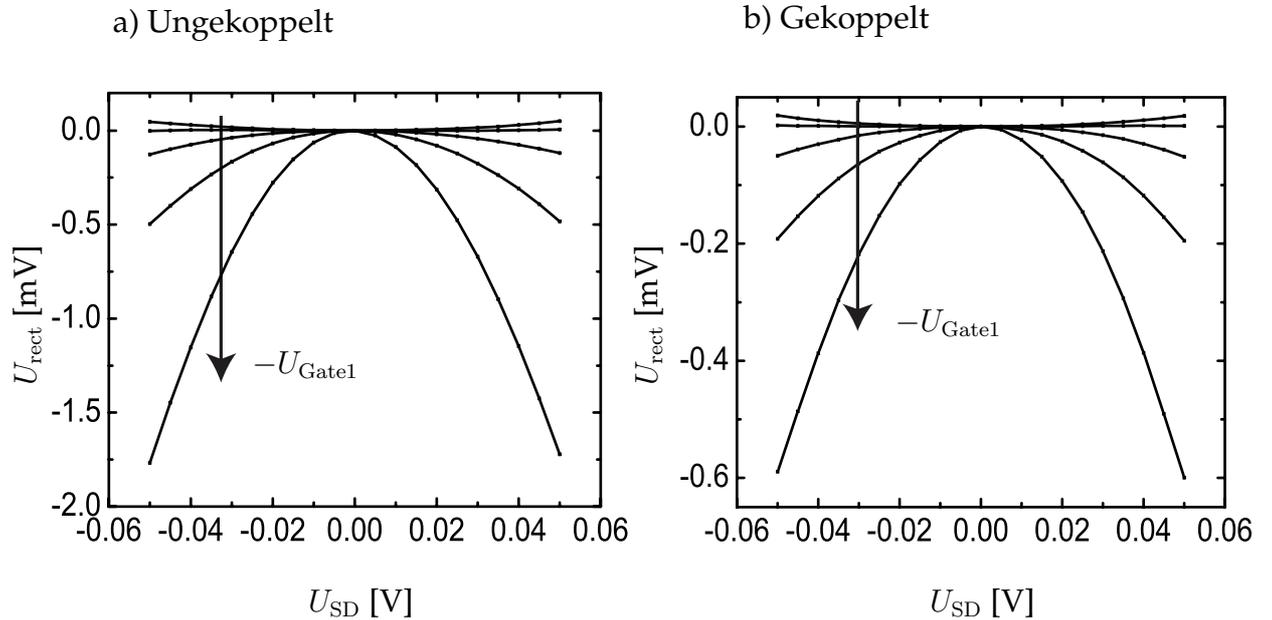


Abb. 4.22: Auftragung des nichtlinearen Anteils der Potentialdifferenz U_{rect} gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} bei einer Temperatur von 2 Kelvin. Die Pfeile zeigen in Richtung steigender, negativer Gatespannung U_{Gate1} . Die Spannung U_{Gate2} liegt auf Erdpotential. a: Probe B_2 mit geätztem Leitkanal; b: Probe B_1 mit ungeätztem Leitkanal.

Die parabelähnlichen Verläufe der Kurven in den Abbildungen 4.22 a und b ähneln sich stark aufgrund der Kurvenform, die Effektstärken unterscheiden sich jedoch deutlich voneinander. Mit Hilfe der Funktion 2.22 lässt sich ein Kurvenverlauf der Potentialdifferenz U_{rect} ausrechnen, welcher durch die Modengleichrichtung zweier entkoppelter Leitkanäle entsteht. In Abbildung 4.24 a wird die auf diese Weise berechnete Querspannung U_{rect} gegen die SD-Spannung U_{SD} aufgetragen. Die Gate-spannungen in dieser Abbildung entsprechen den Werten für U_{Gate1} aus Bild 4.22. Die Werte für der entsprechenden Parameter sind der Tabelle in Abbildung 4.23 zu entnehmen.

Parameter	Wert
n_0	$2.46 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
b	$50 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
L	$500 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
d	$107.2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$
U_{th}	-0.37 V

Abb. 4.23: Werte für die Parameter zur Berechnung der Effektstärke auf Grund der Modengleichrichtung.

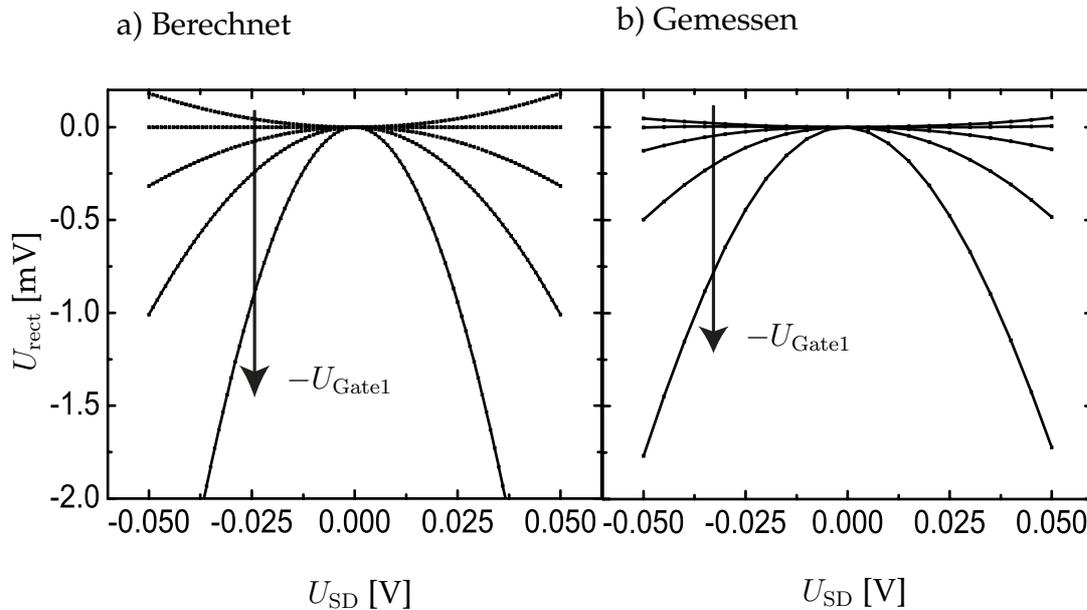


Abb. 4.24: Vergleich des berechneten (a) mit dem gemessenen (b) Kurvenverlauf. Auftragung des nichtlinearen Anteils der Potentialdifferenz U_{rect} gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} . Die Pfeile zeigen in Richtung steigender, negativer Gatespannung U_{Gate1} . Die Spannung U_{Gate2} liegt auf Erdpotential.

Im Vergleich der berechneten Kurven mit den gemessenen Daten ist ersichtlich, dass Gleichung 2.22 Ergebnisse liefert, die den experimentellen Befund beschreiben können. Die Abweichungen der absoluten Werte von zum Teil 50 % sind darauf zurückzuführen, dass Gleichung 2.22 sehr stark von der Spannung \tilde{U}_{th} abhängt. Da sich bei jedem Abkühlvorgang gerade dieser Wert teilweise um bis zu 0.4 V verändert, ist ein gewisser Fehler zu erwarten. Zur Berechnung der Daten in 4.24 a wurde der Wert für die Ladungsträgerdichte n_0 aus dem Datenblatt von [Reuter,98/10] verwendet. Da die Verarmungsspannung U_{th} während dieses Abkühlvorgangs allerdings einen Wert von $U_{\text{th}} = 0.41 \text{ V}$ besitzt, muss die Ladungsträgerdichte n_0 nach oben korrigiert werden. Durch Umformen von Gleichung 4.4 kommt man auf einen Wert von $n_0 = 2.75 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ für die korrigierte Ladungsträgerdichte bei einer Gatespannung von $U_G = 0 \text{ V}$. Durch diese Abschätzung gelangt man zu Werten, die den Daten aus

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

dem Experiment besser entsprechen. In Abbildung 4.25 werden die Effektstärken der Rechnung mit den verschiedenen Ladungsträgerdichten n_0 gegen die angelegte Gatespannung U_{Gate1} aufgetragen und mit den Messdaten verglichen.

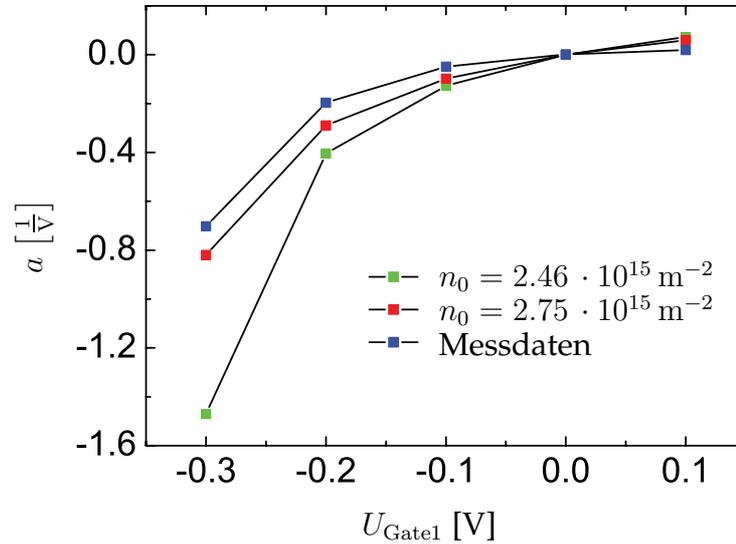


Abb. 4.25: Auftragung der Effektstärken a der korrigierten und unkorrigierten Rechnung, sowie der Messdaten gegen die Gatespannung U_{Gate1} . U_{Gate2} wird auf Erdpotential gehalten.

Durch die korrigierten Werte für die Rechnung lassen sich die Messdaten sehr genau approximieren. Ein deutliches Zeichen dafür, dass es sich bei der Messung am geätzten/ungekoppelten Leitkanal um Modengleichrichtung handelt. Die Messdaten für den gekoppelten und ungekoppelten Leitkanal werden in Bild 4.26 miteinander verglichen.

Die absoluten Effektstärken beider Proben weichen stark voneinander ab. Probe B₂ (ungekoppelt) weist einen ca. 3 mal stärkeren Effekt auf als Probe B₁ (gekoppelt). In Bild 4.27 wird als zusätzlicher Parameter die Temperatur von 2 bis 50 Kelvin variiert. Die Gatespannungen liegen auf $U_{\text{Gate1}} = -0.3 \text{ V}$ bzw. $U_{\text{Gate2}} = 0 \text{ V}$ bezüglich dem Erdpotential. Die Pfeile in beiden Graphen zeigen in Richtung höherer Temperatur.

In Abbildung 4.27 ist sehr deutlich zu sehen, dass sich für Probe B₂ eine geringere relative Temperaturabhängigkeit ergibt, als für die Probe mit gekoppeltem Leitkanal. Wird die Krümmung a gegen die Temperatur aufgetragen 4.28, zeigt sich im Vergleich der beiden Strukturen, dass sich auch die absoluten Werte in der Effektstärke unterscheiden. Die Differenz der Effektstärken von Struktur B_i zwischen den Extremen $T = 2 \text{ K}$ und $T = 50 \text{ K}$ ist $\Delta a_i = a_i(T = 50 \text{ K}) - a_i(T = 2 \text{ K})$. Für Probe B₁ ist $\Delta a_1 = 0.225 [\frac{1}{\text{V}}]$ und für Probe B₂, $\Delta a_2 = 0.074 [\frac{1}{\text{V}}]$.

Trotz des großen Unterschieds in den Effektstärken a (siehe Abb. 4.28) zwischen dem geätzten und dem ungeätzten Leitkanal, ist die Abhängigkeit von der Temperatur sowohl absolut, als auch relativ bei dem ungeätzten Leitkanal wesentlich größer.

4.4 Einfluss der Modengleichrichtung

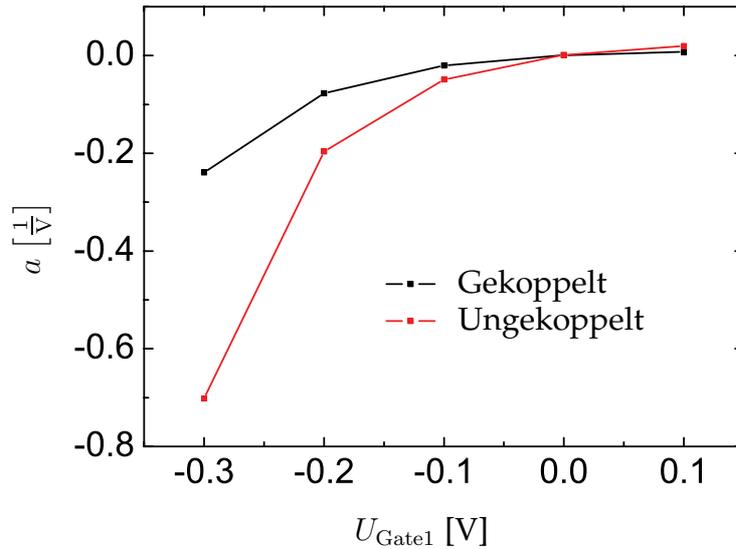


Abb. 4.26: Auftragung der Effektstärke/Krümmung a des gekoppelten und ungekoppelten Leitkanals gegen die Gatespannung U_{Gate1} . U_{Gate2} wird auf Erdpotential gehalten.

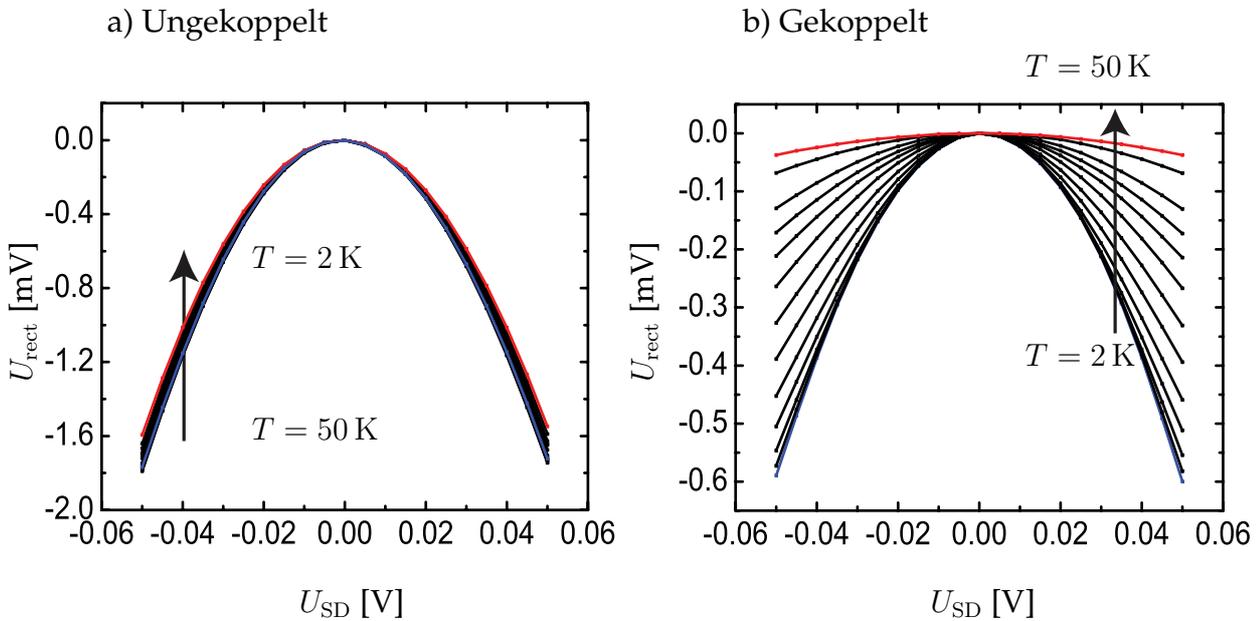


Abb. 4.27: Auftragung des nichtlinearen Anteils der Potentialdifferenz U_{rect} gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} . Die Temperatur wird von 2 bis 50 Kelvin variiert. Die Pfeile zeigen in Richtung steigender Temperatur. Die Werte der Gatespannungen sind $U_{\text{Gate1}} = -0.3$ V und $U_{\text{Gate2}} = 0$ V gegenüber dem Erdpotential. a: Probe B_2 mit geätztem Leitkanal; b: Probe B_1 mit ungeätztem Leitkanal.

Da die Krümmung im gekoppelten Leitkanal mit steigender Temperatur gegen Null konvergiert, und der Modengleichrichtungseffekt eindeutig für ein ungekoppeltes System gezeigt werden kann, resultiert daraus, dass der in Kapitel 4 gemessene Effekt nicht wesentlich durch Modengleichrichtung beeinflusst wird.

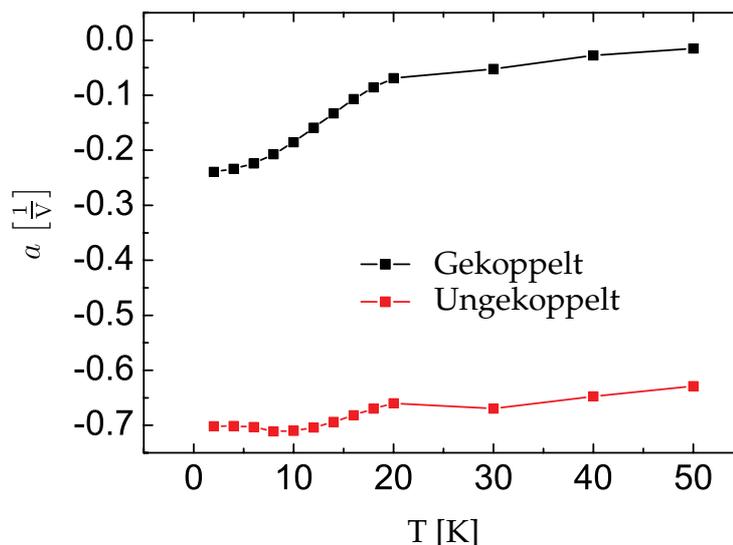


Abb. 4.28: Auftragung der Effektstärke/Krümmung a gegen die Temperatur. Die Werte der Gatespannungen sind $U_{\text{Gate1}} = -0.3 \text{ V}$ und $U_{\text{Gate2}} = 0 \text{ V}$ gegenüber dem Erdpotential.

4.5 Temperaturabhängigkeit der dichtemodulierten Gleichrichtung

Ein interessanter Aspekt der in dieser Arbeit untersuchten Gleichrichtung ist ihre Abhängigkeit von der Temperatur. Nach [Spector,91] und [Nihey,90] hängt in einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur die ballistische freie Weglänge l_b stark von der Temperatur und der elastischen freien Weglänge ab. Der Unterschied zwischen l_e und l_b ist dabei auf die sogenannte Kleinwinkelstreuung zurückzuführen, welche kaum einen Einfluss auf die Drude-Leitfähigkeit besitzt, jedoch eine große Auswirkung auf die Ballistik zeigt [Das Sarma,85]. Dabei ist die ballistische freie Weglänge in einem Temperaturbereich von 0.3 bis 30 Kelvin stets um einen Faktor Fünf kleiner als die elastische freie Weglänge l_e . Ab einer Temperatur von ca 5 Kelvin wird die Streuung der Elektronen auch von Großwinkelphononstreuung beeinflusst, was zu einem deutlichen Absinken von l_b und l_e führt [[Walukiewicz,84], [Lin,84]]. Um die Temperaturabhängigkeit der freien Weglängen in Probe B₁ zu untersuchen, wird aus dem selben Probenmaterial 1101 (vgl. Tabelle in Abbildung 3.1) eine zusätzliche Probe gefertigt und der Hall-Effekt gemessen. In Abbildung 4.29 ist die elastische freie Weglänge l_e der Elektronen in der oben erwähnten Struktur gegen die Temperatur aufgetragen [Ganczarczyk,11].

Im Graphen der Abbildung 4.29 ist ein deutliches Abfallen von l_e in dem oben genannten Temperaturbereich (Temperaturbereich II ab ca. 5 K) zu sehen. Auch auf die Stärke der Gleichrichtung wirkt sich ein Erhöhen der Temperatur aus. In Abbildung 4.30 wird die Potentialdifferenz U_{rect} gegen die SD-Spannung U_{SD} aufgetragen, wobei

4.5 Temperaturabhängigkeit der dichtemodulierten Gleichrichtung

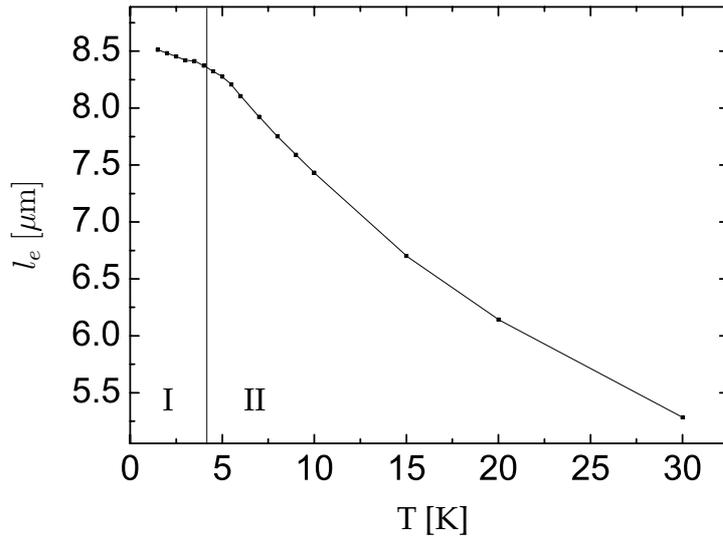


Abb. 4.29: Auftragung der elastischen freien Weglänge l_e gegen die Temperatur T .

als zusätzlicher Parameter die Temperatur variiert wird. Der Pfeil im Graphen zeigt in Richtung steigender Temperatur. Die an den Gates anliegenden Spannungen sind $U_{\text{Gate1}} = 0 \text{ V}$ und $U_{\text{Gate2}} = -0.3 \text{ V}$.

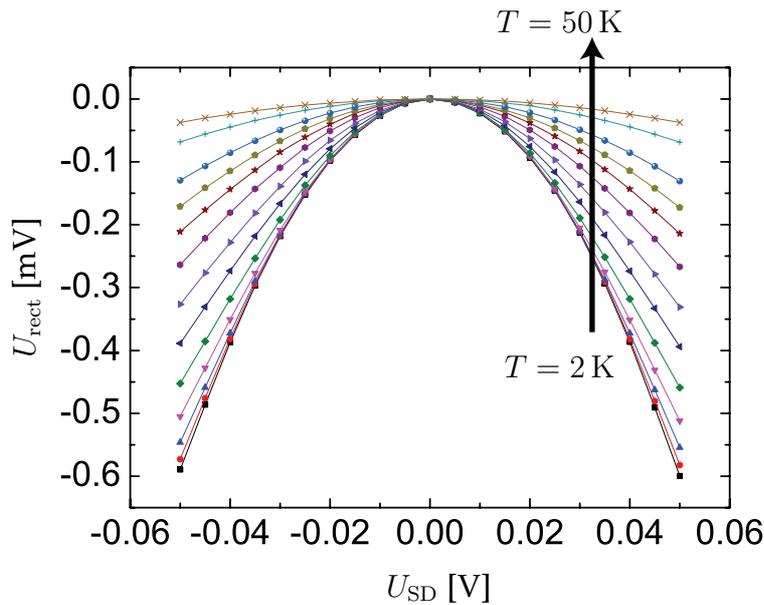


Abb. 4.30: Auftragung der der Potentialdifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$ gegen die angelegte SD-Spannung U_{SD} für Temperaturen im Bereich zwischen 2 und 50 Kelvin.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Effektstärke mit steigender Temperatur abnimmt. In Abbildung 4.31 ist die Krümmung a der Parabeln aus Abb. 4.30 gegen die Temperatur aufgetragen.

In Abbildung 4.31 kann die Temperaturskala in drei Bereiche unterteilt werden.

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

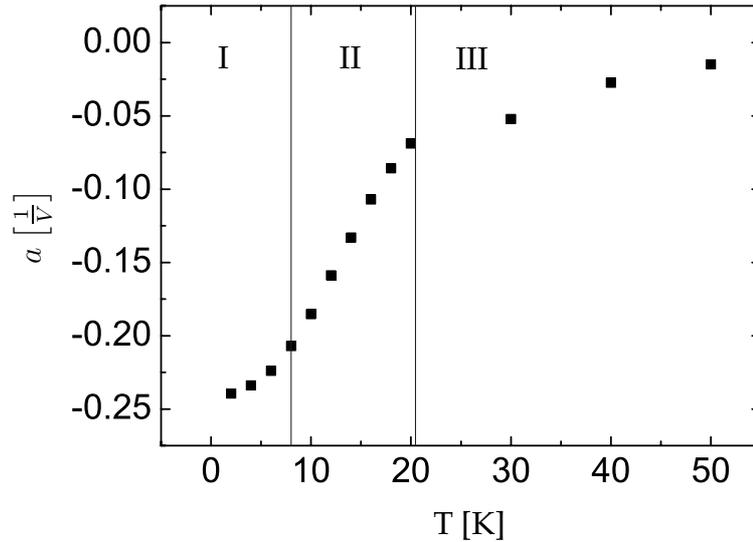


Abb. 4.31: Auftragung der Effektstärke in Form der Krümmung a gegen die Temperatur.

Bereich II unterscheidet sich von den anderen Bereichen durch das lineare Verhalten der Effektstärke in der Temperatur. In I und III ist eine Sättigung gegen einen Wert von ca. $-0.25 \frac{1}{V}$ bzw. 0 zu erkennen. In Abb. 4.29 sinkt die elastische freie Weglänge bei einer Temperatur von 30 Kelvin auf einen Wert von $l_e = 5.28 \mu\text{m}$. Nach [Spector,91] ist die ballistische Weglänge damit $l_b \approx 1.1 \mu\text{m}$. Dies entspricht in etwa der Breite der Ladungsträgerdichtestufe l_p . Es wird in Abb. 4.31 bis zu einer Temperatur von ca. 20 Kelvin (Bereich II) ein starkes, lineares Abfallen der Effektstärke beobachtet. Die Gleichrichtung bricht also in einem Temperaturbereich zusammen, in dem die ballistische freie Weglänge l_b sich der Breite der Stufe l_p nähert und verschwindet praktisch für den Fall $l_b \leq l_p$. Es kann daher angenommen werden, dass dichtemodulierte Gleichrichtung von der Art des Transports innerhalb des Grenzbereichs zwischen den unterschiedlichen Ladungsträgerdichtebereichen abhängt. Für $l_b > l_p$ ($T < 30 \text{ K}$) befindet sich der Ladungstransport im ballistischen Regime, für $l_b \leq l_p$ ($T > 30 \text{ K}$) können Elektronen nicht mehr ungestreut von einem Bereich in den Anderen gelangen. In diesem Fall entspricht die Probe einem „Omschen“ Leitkanal mit lokal variierenden Leitfähigkeiten. Nach dieser Argumentation ist der experimentelle Befund ein sehr starker Hinweis darauf, dass die Gleichrichtung in 4.1 durch ballistische Eigenschaften von Elektronen beschrieben werden kann.

Die errechnete Temperatur für den im Abschnitt 4.1 verwendeten Parameter $U_{0,2}$ (Gleichung 4.9) ist $T = T_0 = 36.5 \text{ K}$. Sie unterscheidet sich nicht wesentlich von der „Grenztemperatur“, die in dem Bereich um $T \approx 30 \text{ K}$ anzusiedeln ist und ab welcher in Bezug zur Ladungsträgerdichte-Stufenbreite der elektrische Transport diffusiv wird. Dies könnte ein weiteres Indiz dafür sein, dass der formale Zusammenhang 4.5 eine gute analytische Approximation des gleichrichtenden Effekts ist.

4.6 Simulation der Gleichrichtung anhand des ballistischen Modells

In [Ganczarczyk,07] wurde eine Computersimulation entwickelt, welche unter Annahme ballistischer Elektronen die Wechselwirkung mit einer Ladungsträgerdichtestufe beinhaltet. Es wurden für nicht untereinander wechselwirkende Elektronen die Trajektorien in einem Kanal berechnet, der aus zwei parallelen Streifen unterschiedlicher Fermi-Energie besteht und an dem eine Längsspannung angelegt ist. Sowohl elastische, als auch inelastische Streuung wird mit gewissen Einschränkungen berücksichtigt. Es wurden die Elektronen betrachtet, die den vorgegebenen Leitkanal komplett durchquerten. Die Querspannung berechnete sich aus der Änderung des Verhältnisses der sich am Ende des Leitkanals in den verschiedenen Bereichen befindenden Elektronen zum Verhältnis der Elektronenverteilung zum Zeitpunkt des Starts.

Diese Spannung entspricht in etwa der in den Experimenten gemessenen Gleichrichtungsspannung U_{rect} . Die auf diese Weise berechneten Ergebnisse zeigen einen gleichrichtenden Effekt. Jedoch ist der funktionale Zusammenhang zwischen U_{rect} und der angelegten SD-Spannung U_{SD} nicht parabolisch, sondern entspricht dem einer Betragsfunktion.

Das Ziel der im Folgenden dargestellten Computersimulation ist es nun, die experimentellen Bedingungen möglichst exakt nachzubilden, um dadurch den parabolischen Verlauf der Messdaten aus 4.4 reproduzieren zu können.

In diesem Kapitel wird daher ein Programm entwickelt, das grundlegend anders arbeitet, als das bereits Existierende. Die Software, mit deren Hilfe das Programm geschrieben wird, ist *Wolfram Mathematica 8.0*. Ihre Syntax ist prinzipiell verschieden von einer klassischen C++-Syntax, jedoch sehr leistungsstark, wenn es um das Berechnen analytischer und numerischer Probleme geht. Im Anhang 6.2 ist der Quellcode dokumentiert.

Das grundlegende Prinzip

Es wird eine Fläche definiert (siehe Abbildung 4.32), welche von den Einheitsvektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y aufgespannt wird. In dieser Fläche gibt es zwei Bereiche, die bei $y = 0$ aneinander stoßen. Der Ursprung wird so gewählt, dass sich der Bereich B_1 in y -Richtung von 0 bis $\frac{B}{2}$ erstreckt, der Bereich B_2 von 0 bis $-\frac{B}{2}$. B ist dabei die Breite des Leitkanals. Die Parameter n_1 und n_2 der Bereiche stehen für die entsprechenden Ladungsträgerdichten. Sie hängen von der Anzahl der sich darin befindenden Elektronen N_i ($i \in \{1, 2\}$) direkt proportional ab. Für N_1 bzw. N_2 gelten:

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

$$N_1 = \frac{N_{\text{Ges}}}{1 + \frac{n_2}{n_1}} \quad (4.27)$$

$$\text{und } N_2 = N_{\text{Ges}} - N_1. \quad (4.28)$$

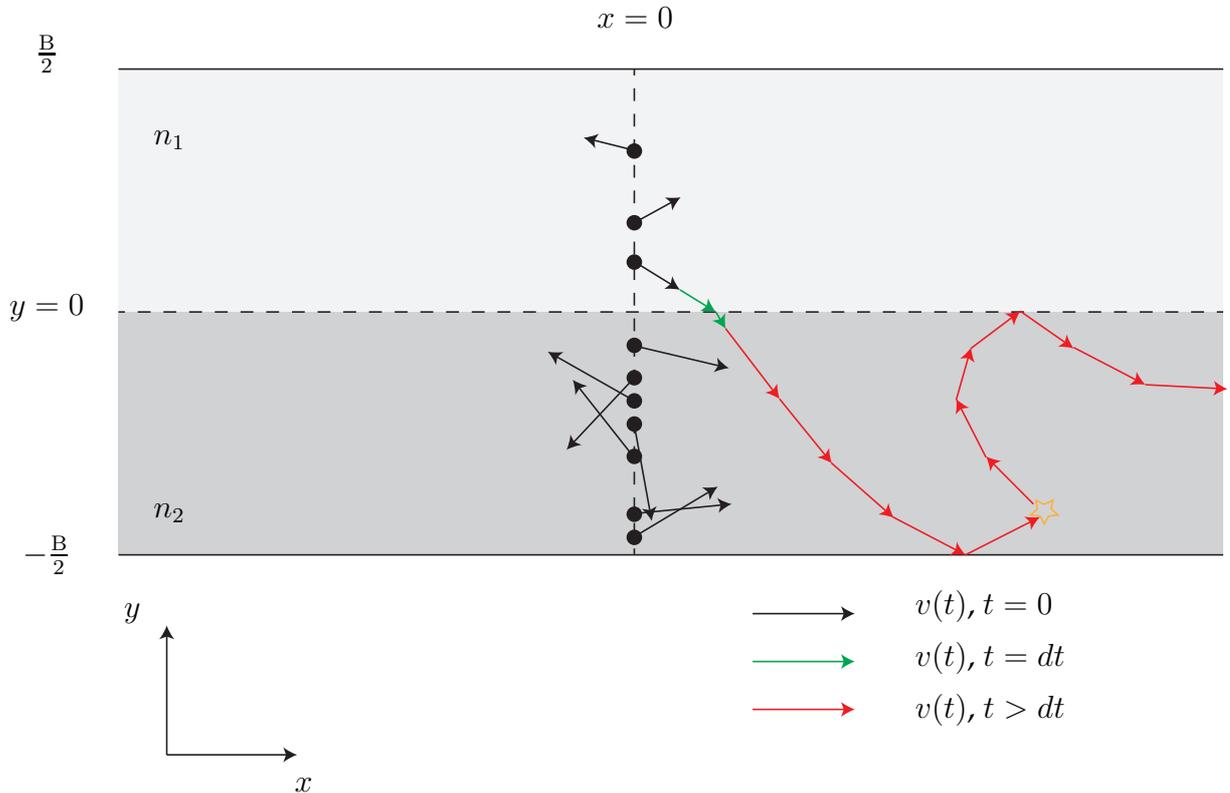


Abb. 4.32: Schematische Abbildung des konstruierten Leitkanals. In den beiden Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte ($n_2 > n_1$) sind als Punkte die Elektronen an ihren Startpositionen auf der y -Achse zu sehen. Die schwarzen Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren zum Zeitpunkt $t = 0$ dar. Sie sind innerhalb eines Bereichs B_i gleich lang. Die farbigen Pfeile bilden exemplarisch die Trajektorie eines Elektrons ab, entlang der es zu Transmission, Reflexion und einem Stoßereignis kommt.

Dabei wird N_1 auf eine natürliche Zahl gerundet. N_{Ges} ist die Anzahl aller berechneten Elektronen. Jedem einzelnen Elektron wird zum Zeitpunkt $t = 0$ ein Geschwindigkeits- $\vec{v}_j = \begin{pmatrix} v_{xj} \\ v_{yj} \end{pmatrix}$ und ein Ortsvektor $\vec{r}_j = \begin{pmatrix} r_{xj} \\ r_{yj} \end{pmatrix}$ zugeordnet. Durch eine Zufallsfunktion werden die Elektronen in den Bereichen B_{n_i} unter Beachtung der einzuhaltenden Anzahlen N_i auf die y -Achse verteilt. Jedes Elektron besitzt anfangs die kinetische Energie $E_{F,i}$, welche die Fermienergie in dem entsprechenden Bereich B_i ist. Dementsprechend ist der Betrag der (Fermi-) Geschwindigkeit

4.6 Simulation der Gleichrichtung anhand des ballistischen Modells

$$v_{F,i} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{F,i}}{\tilde{m}_e}}. \quad (4.29)$$

Die effektive Masse der Elektronen ist \tilde{m}_e . Direkt nach dem Verteilen der Elektronen auf ihre Startpositionen, zeigen die Geschwindigkeitsvektoren \vec{v}_j in zufällige Richtungen und sind in ihrem Betrag gleich der Fermigeschwindigkeit $v_{F,i}$. In x-Richtung des konstruierten Leitkanals kann ein elektrisches Feld angelegt werden. Die Beschleunigung, welche folglich auf die Elektronen wirkt, ergibt sich aus dem zweiten newtonschen Axiom [Newton,1686] $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$ und $F = \frac{e \cdot U}{r}$ zu:

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} U_x \cdot \frac{e}{L \cdot \tilde{m}_e} \\ U_y \cdot \frac{e}{B \cdot \tilde{m}_e} \end{pmatrix}. \quad (4.30)$$

Dabei ist L die Leitkanallänge und e die Elementarladung. Es werden iterativ für einen Zeitraum Δt die Trajektorien aller Elektronen durch Berechnung der aktuellen Orte \vec{r}_j und Geschwindigkeitsvektoren \vec{v}_j bestimmt. Sie ergeben sich infolge der vorangegangenen Geschwindigkeitsvektoren und unter Einwirkung der elektrischen Felder in x- und y-Richtung. U_x ist die elektrische Spannung in x-, U_y in y-Richtung. Die Spannung in x-Richtung entspricht der SD-Spannung im Experiment und bleibt für alle Zeiten konstant, wohingegen die senkrecht verlaufende Spannung U_y von der relativen Änderung der Elektronenanzahlen in den einzelnen Bereichen abhängt. Die Querspannung U_y kann durch die Fermi-Energiedifferenz $\Delta \hat{E}_F$ bei angelegter SD-Spannung im Verhältnis zu der Energiedifferenz ohne angelegte Spannung ΔE_F berechnet werden. Da die Fermienergie proportional zur Anzahl der Ladungsträger ist und unter Verwendung der Zustandsdichte für ein zweidimensionales Elektrogas 2.9, folgt:

$$U_y = 2 \cdot \frac{\Delta \hat{E}_F - \Delta E_F}{e} = 2 \cdot \frac{\pi \cdot \hbar^2}{\tilde{m}_e \cdot e} \cdot (\hat{n}_2 - n_2). \quad (4.31)$$

$$\text{Dabei ist } \hat{n}_2 = n_2 \cdot \frac{1 + \frac{N_1}{N_2}}{1 + \frac{\hat{N}_1}{\hat{N}_2}}. \quad (4.32)$$

Der Faktor Zwei in 4.31 folgt daraus, dass ΔE_F in beiden Bereichen zu berücksichtigen ist. Die Werte für \hat{N}_1 und \hat{N}_2 sind die Anzahlen der Ladungsträger in den Bereichen B_i , \hat{n}_2 ist die Ladungsträgerdichte zum Zeitpunkt $t \neq 0$. Die auf diese Weise nach jedem Zeitschritt berechnete Querspannung wird in eine Liste gespeichert und wirkt sich auf die Bewegungen der Elektronen im folgenden Zeitschritt aus. U_y berechnet sich so, dass die Querspannung einem elektrischen Strom in y-Richtung entgegenwirkt. Durch diese Kompensationsspannung wird eine indirekte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erzielt.

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

Die Trajektorien werden, wie in Abb. 4.32 zu sehen, an den Bereichsgrenzen bei $y = \pm \frac{B}{2}$ und $y = 0$ in kleinere Trajektorien aufgeteilt, um den Gesamtimpuls zu erhalten und die Grenzen strikt einzuhalten. Dabei werden die Elektronen an den Grenzen $y = \pm \frac{B}{2}$ reflektiert und an der Ladungsträgerdichtestufe, im Fall einer Bewegung vom Bereich niedrigerer Dichte n_1 zum Bereich höherer Dichte n_2 , transmittiert (siehe Kapitel 4.1). Im umgekehrten Fall, bei einer Bewegung eines Elektrons vom Bereich höherer Dichte n_2 in Richtung des Bereichs niedrigerer Dichte n_1 , kann es sowohl transmittiert, als auch spekulär reflektiert werden. In Abschnitt 2.1.2 wird dieses Verhalten anhand eines Banddiagramms erläutert. Für den Fall $n_2 > n_1$ lassen sich, bei einer Bewegung von B_2 nach B_1 , Bedingungen für die zwei verschiedenen diskutierten Möglichkeiten in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichten aufstellen:

$$\text{Für die Transmission muss gelten: } \bar{v}^2 > v_{F,2}^2 - v_{F,1}^2. \quad (4.33)$$

$$\text{Entsprechend muss für die Reflexion gelten: } \bar{v}^2 < v_{F,2}^2 - v_{F,1}^2. \quad (4.34)$$

Diese Bedingungen bedeuten, dass im Fall 4.33 im Gegensatz zum Fall 4.34 die kinetische Energie $E_{\text{Kin.}} = \frac{\tilde{m}_e}{2} \cdot v_F^2$ ausreicht, um die Stufe zu überqueren. Bei einer Transmission wird der Geschwindigkeitsvektor gebrochen. Der Geschwindigkeitsanteil in x-Richtung bleibt dabei unbeeinflusst, wohingegen sich aufgrund der Energieerhaltung der Anteil in y-Richtung berechnet zu:

$$\hat{v}_y = \sqrt{v_y^2 - (v_{F,2}^2 - v_{F,1}^2)}. \quad (4.35)$$

\hat{v}_y ist der Betrag der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung nach der Transmission. Die „verlorene“ Energie geht dabei in eine Verbiegung der Bandkanten, bzw. Änderung des gesamten chemischen Potentials über, was in der Simulation durch die Änderung der elektrischen Feldenergie in y-Richtung ausgedrückt wird. Bei einer Reflexion wird das Vorzeichen des y-Anteils eines Geschwindigkeitsvektors geändert. Zusätzlich zu den beschriebenen Zwangsbedingungen, denen die Elektronen unterliegen, werden auch Stöße mit Störstellen und Phononen berücksichtigt. Es wird zwischen zwei Arten von Stößen unterschieden. Bei einem elastischen Stoß behält das betroffene Elektron den Betrag seines Impulses, ändert jedoch seinen Geschwindigkeitsvektor um einen zufälligen Winkel zwischen 0 und $2 \cdot \pi$. Rückstreuung sind dadurch erlaubt. Bei einer inelastischen Streuung verliert das Elektron seine gesamte bis dato angesammelte kinetische Energie und fällt zurück auf die in seinem Bereich vorherrschende Fermigeschwindigkeit $v_{F,i}$. Auch hier wird seine Richtung zufällig neu verteilt. Durch $W_e = 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_e}}$ und $W_i = 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_i}}$ sind die Wahrscheinlichkeiten eines elastischen bzw. inelastischen Stoßes gegeben. τ_e bzw. τ_i ist dabei die elastische bzw. inelastische Streuzeit.

4.6 Simulation der Gleichrichtung anhand des ballistischen Modells

Es gibt keine Abbruchbedingung für die Simulation. Es wird einfach die Querspannung U_y über die Anzahl der Iterationsschritte aufgetragen. Die Kurve konvergiert nach dem Einschalten sehr schnell gegen einem bestimmten Wert für U_y . Durch eine große Anzahl an Schritten und Elektronen kann der Sättigungswert durch Bildung des Mittelwerts über alle Iterationsschritte relativ genau bestimmt werden. Ein guter Kompromiss zwischen realisierbarer Rechenzeit und Rauschreduzierung wird für 1500 Elektronen und 60000 Iterationsschritte pro berechnetem Datenpunkt erzielt. Trotzdem konnte aufgrund des enormen Rechenaufwands nur eine Kurve $U_y(U_{SD}) = U_{\text{rect}}$ mit zehn Datenpunkten berechnet werden. Die Auswertung eines einzelnen Datensatzes ist ausreichend, da geklärt werden sollte, ob sich der Kurvenverlauf der Gleichrichtung, unter Berücksichtigung von Rückstreuungsphänomenen und der indirekten Elektron-Elektron-Wechselwirkung über U_y , parabolisch verhält.

Die Daten in Abb.4.33 wurden nur für positive SD-Spannungen mit realitätsnahen Parametern der Streuzeiten $\tau_i = 1.6 \cdot 10^{-11}$ bzw. $\tau_e = 8 \cdot 10^{-12}$ und Ladungsträgerdichten $n_1 = 0.2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ bzw. $n_2 = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ berechnet. Wegen der großen Rechenzeiterparnis werden für negative SD-Spannungen zum Zweck der Veranschaulichung die Datenpunkte aus Spiegelung an der U_{rect} -Achse bestimmt. Aufgrund vieler bestätigender Tests kann versichert werden, dass die Computersimulation diese Symmetrie zeigt.

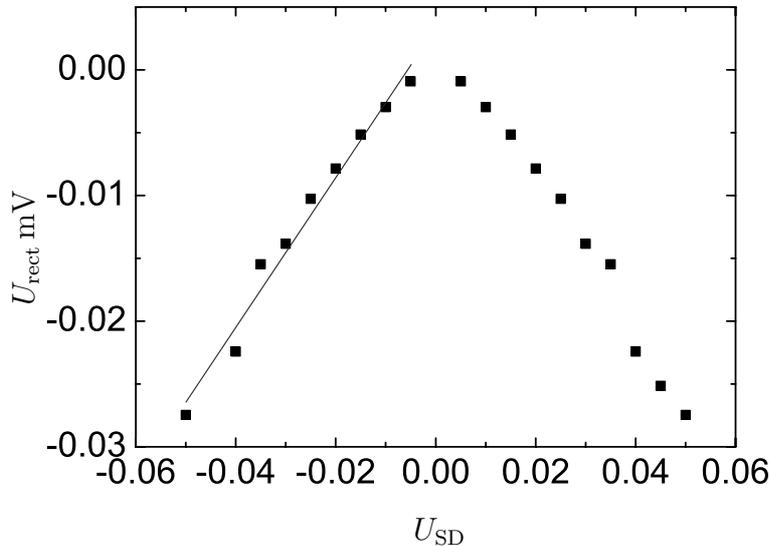


Abb. 4.33: Darstellung der simulierten Daten für Ladungsträgerdichten $n_1 = 0.2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ und $n_2 = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Eine Regressionsgerade gibt den linearen Verlauf der linken Flanke wieder.

Es ist deutlich zu sehen, dass der Kurvenverlauf in Abb. 4.33 trotz der zusätzlichen Annahmen immer noch der einer Betragsfunktion ist. Eine Regressionsgerade $y = c_1 \cdot x + c_2$ mit den Parametern $c_1 = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ V}$ und $c_2 = 6 \cdot 10^{-4}$, gibt den Verlauf

4 Experimentelle Befunde und ihre Diskussion

der Datenpunkte entlang einer Flanke sehr gut wieder. Ein parabolischer Verlauf ist eindeutig nicht zu erkennen.

Die absoluten Messwerte mit denen aus dem Experiment zu vergleichen, macht an dieser Stelle keinen Sinn. Es konnten auf Kosten der Simulationsgenauigkeit nur wenige Elektronen im Gegensatz zu [Ganczarczyk,07] (ca. 1:13000) berechnet werden. Dies führt dazu, dass die Ladungsträgerdichten einen relativ großen Unterschied besitzen müssen, um überhaupt einen gleichrichtenden Effekt sehen zu können. Durch die kleine Anzahl von Ladungsträgern im Verhältnis zur Zahl der Ladungsträgerdichte musste angenommen werden, dass Elektronen in den jeweiligen Bereichen nach inelastischer Streuung auf die entsprechenden konstanten Fermigeschwindigkeiten $v_{F,i}$ (vgl. 4.29) zurückfallen. Für den (realistischeren) Fall, dass Elektronen nach inelastischer Streuung auf eine Fermigeschwindigkeit zurückfallen, welche sich aus der aktuellen Ladungsträgerdichte \hat{n} (siehe 4.32) berechnet, kommt das simulierte System sehr schnell aus dem Gleichgewicht und konvergiert gegen einen extremalen Wert. Für mehr Elektronen (Im Bereich >15000) bleibt das System stabil und liefert somit bei einer bestimmten SD-Spannung eine betragsmäßig größere Querspannung U_y , welche sich mit dem Experiment vergleichen ließe. Jedoch würde eine Berechnung von zehn Datenpunkten mit derselben Anzahl an Iterationsschritten (nicht parallelisiert) ca. 500 Stunden dauern.

Durch eine Parallelisierung der Berechnungen könnte die Simulation dramatisch verschnellert werden. Dadurch wäre es möglich, die oben diskutierte Annahme der konstanten Fermigeschwindigkeiten $v_{F,i}$ zu verwerfen und quantitativ vergleichbare Daten zu erhalten. Des Weiteren könnte der entscheidende Punkt eines parabolischen Zusammenhangs $U_{\text{rect}} \propto U_{\text{SD}}^2$ der Betrag des Ladungsträgerdichtegradienten sein. In der hier diskutierten Computersimulation ist der Übergang der Bereiche abrupt, wodurch der Ladungsträgerdichtegradient unendlich ist. Dieser Einfluss könnte in einer weiterentwickelten Computersimulation untersucht werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein gleichrichtender Effekt untersucht, welcher durch einen Symmetriebruch in der Ladungsträgerdichte innerhalb eines 2DEGs parallel zur Stromrichtung erzeugt wird. Die abgegriffene Querspannung ist dabei proportional zum Quadrat der angelegten SD-Spannung. Die Ladungsträgerdichtestufe kann durch Einstellen der Vorspannungen von zwei getrennten Gate-Elektroden variiert werden. Der gleichrichtende Effekt wird dabei in seiner Stärke bzw. durch Umkehren des Dichteverhältnisses in seiner Polarität beeinflusst. Die Gleichrichtung ist bezüglich der Ladungsträgerdichten antisymmetrisch ($U_{\text{rect}}(n_1, n_2) = -U_{\text{rect}}(n_2, n_1)$). Durch das Approximieren der Messdaten mit einem Polynom 2. Ordnung kann ein Maß für die Stärke der Gleichrichtung angegeben werden. Dadurch ist es möglich, in einfacher Form die Abhängigkeiten der Effektstärke von weiteren Parametern darzustellen.

Mit Hilfe eines modifizierten analytischen Ausdrucks, welcher der Shockleygleichung ähnelt, können die ausgewerteten Messdaten für die Stärke der Gleichrichtung bei verschiedenen Ladungsträgerdichte-Variationen sehr gut angeglichen werden.

Anhand von vier weiteren Proben wurde gezeigt, dass die Gleichrichtung nicht von der Leitkanalbreite in einem Bereich von 10 bis 40 μm abhängt. Dies deutet darauf hin, dass der gleichrichtende Effekt offenbar nur von der Brechung bzw. Reflexion der Elektronen an der Ladungsträgerdichtestufe abhängt. Für Leitkanalbreiten in der Größenordnung der ballistischen freien Weglänge wäre allerdings ein deutlicher Einfluss der Kanalbreite auf die Gleichrichtung zu erwarten, da die ballistischen Impulse der Elektronen an den Rändern reflektiert würden und sich somit maßgeblich die Ladungsträgerverteilung senkrecht zur Stromrichtung veränderte.

Durch eine Messung an einem stromdurchflossenen 2DEG ohne Gateelektroden konnte eine parabolische Abhängigkeit des Potentials von der angelegten SD-Spannung beobachtet werden. Der Effekt lässt sich wahrscheinlich nicht auf einen Einfluss der ohmschen Kontakte zurückführen. Diese Möglichkeit wurde intensiv anhand eines in dieser Arbeit entwickelten Modells diskutiert. Mit dessen Hilfe kann in einem großen Bereich des Parameterraums der nichtlineare Potentialverlauf im stromdurchflossenen 2DEG reproduziert werden. Allerdings widerspricht die Wahl der Dioden-Durchlassrichtungen in Abbildung 4.15 der geforderten Durchlassrichtungen von Schottkykontakten nach [Sze,91] für den Fall, dass der Übergang des kontaktierbaren Metallpads zum hochgradig entarteten Halbleiter einer Schottkydiode entsprä-

5 Zusammenfassung und Ausblick

che. Die Temperaturabhängigkeit der parabolischen Effektstärke kann mit einer Exponentialfunktion der Art e^{-T} wiedergegeben werden. Dieses erstaunliche Verhalten bleibt ungeklärt.

Eine bessere Beschreibung dieser Potentialänderung ist möglicherweise der sogenannte „Bulk-Effekt“, welcher von Mitarbeitern (insbesonder Dipl. Phys. S. Rojek) aus der Arbeitsgruppe Dr. J. König zum aktuellen Zeitpunkt entwickelt wird.

Die Möglichkeit, dass die untersuchte Gleichrichtung auf Modengleichrichtung zurückzuführen ist, konnte widerlegt werden. Mittels einer speziell strukturierten Probe wurden zwei in ihrer Ladungsträgerdichte veränderlichen 2DEG-Streifen voneinander elektrisch entkoppelt. Der Modengleichrichtungseffekt (self-gating Effekt) konnte somit gemessen und durch einen Vergleich mit einem physikalischen Modell bestätigt werden. Da diese Art der Gleichrichtung unabhängig von der Temperatur ist, konnte sie von anderen (temperaturabhängigen) Effekten separiert und mit diesen verglichen werden. Aus den Messdaten geht hervor, dass Modengleichrichtung durch die Kopplung der zwei unterschiedlichen 2DEG-Streifen keinen messbaren Einfluss auf die in 4.1 untersuchte Gleichrichtung ausübt.

Anhand von Temperaturmessungen konnte der Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte-Stufenbreite und ballistischer freier Weglänge l_b gezeigt werden. Ab einer Temperatur $T \geq 30$ K liegt die ballistische freie Weglänge in der Größenordnung der Stufenbreite. Das bedeutet, dass der Ladungstransport nicht mehr ballistisch im symmetriebrechenden Strukturbereich ist. Interessanterweise bricht der gleichrichtende Effekt ab einer Temperatur zusammen, bei welcher der Elektronentransport durch die Ladungsträgerdichtestufe diffusiv wird. Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass dem beobachteten gleichrichtenden Effekt ein ballistisches Transportphänomen zugrunde liegt.

Mit einer Computersimulation wurden bereits in [Ganczarzyk,07] einige Aspekte der Messung reproduziert. Der parabolische Verlauf der Gleichrichtung konnte jedoch nicht gezeigt werden. Trotz einiger zusätzlicher und vielversprechender Annahmen wie die Möglichkeit der Rückstreuung und die indirekte Elektron-Elektron-Wechselwirkung, konnte der gemessene parabolische Verlauf nicht berechnet werden. Der gemessene Effekt lässt sich somit wohl nicht mit einem einfachen Modell beschreiben.

Zusammenfassend lässt sich schreiben, dass durch die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente und Rechnungen die Vorstellung bekräftigt werden kann, dass dem untersuchten Gleichrichter das ballistische Transportverhalten von Elektronen zu Grunde liegt.

Um weitere Erkenntnisse in der Physik hinter dem betrachteten Gleichrichter gewinnen zu können, wären weitere, teils einfache Experimente denkbar.

Durch Variation des Abstands zwischen den Gateelektroden auf der Probenoberfläche könnte die Beziehung zwischen Ladungsträgerdichte-Stufenbreite und ballistischer freier Weglänge genauer erforscht werden.

Zur Klärung der Frage, ob letztendlich die 2DEG-Kontaktierung einen Einfluss auf das elektrische Potential eines stromdurchflossenen 2DEG-Kanals ausübt, müssten Schottkydioden untersucht werden, die dieselben Materialeigenschaften besitzen (Dotierungsgrad, Übergitter, Metallkontaktdicke ect.) wie die in dieser Arbeit verwendeten 2DEG-Kontakte. Dies wäre hinsichtlich der theoretischen Forschungsarbeit an dem bereits erwähnten Bulk-Effekt von großem Nutzen.

Mittels der Programmierung einer graduellen Ladungsträgerdichtestufe könnte die Computersimulation, welche unter Abschnitt 4.6 vorgestellt wird, erheblich verbessert werden. Vielleicht wäre es dadurch möglich, den parabolischen Kurvenverlauf der gemessenen Gleichrichtungsspannung zu reproduzieren. Durch das Einbauen einer geeigneten Parallelisierung, könnten viele Elektronen gleichzeitig in einem Zeitschritt berechnet werden, was die Simulation dramatisch verschnellern würde.

Eine Kaskadierung des gleichrichtenden Effekts durch Hinzufügen eines weiteren Gates unter Einhaltung der Symmetrie senkrecht zur Stromrichtung wäre möglich. Mit Hilfe eines dritten Gates könnten die Streifen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte vermutlich genau so eingestellt werden, dass es zu einem richtungsselektiven Einschlusspotential für Ballistische Elektronen käme. Dies entspräche einer Art Glasfaserkabel für Elektronen mit einem Kern aus größerer Ladungsträgerdichtekonzentration. Durch geeignet platzierte Kollektoren könnte der Strom durch die einzelnen Bereiche gemessen werden.

Die Abhängigkeit der Leitkanalbreite könnte für noch kleinere Strukturen gemessen werden, um die Vermutung zu bestätigen, dass in der Größenordnung der ballistischen freien Weglänge ein Einfluss der 2DEG-Breite zu erkennen ist.

6 Anhang

6.1 Probenpräparation

Das Probenmaterial liegt in Form von Wafern vor, aus denen entsprechend kleine Stückchen herausgebrochen werden können. Je nach Platzbedarf variiert die Größe der quadratischen Stückchen zwischen $4 \cdot 4 \text{ mm}^2$ und $6 \cdot 6 \text{ mm}^2$.

Die Strukturen auf den verwendeten Proben werden durch mehrere Präparationsschritte hergestellt. Für jede Lage (Rückkontakte, Gates, Mesastruktur etc.) muss die entsprechende Probe im Regelfall 4-5 Phasen durchlaufen:

1. Fotolithographie oder Elektronenstrahlolithographie
2. Entwickeln
3. Ätzen/Bedampfen
4. Liftoff
5. gegebenenfalls Einlegieren

Die gesamte Präparation wird in einem Reinraum durchgeführt. Trotz der reinen Umgebungsbedingungen müssen die Proben nach dem Herausbrechen aus dem Wafer und zwischen jedem einzelnen Präparationsschritt gründlich gesäubert werden.

6.1.1 Reinigung

Zur Entfernung von Lackresten, Kohlenstoffrückständen und Salzen werden in einer bestimmten Reihenfolge die zu säubernden Probenstücke in verschiedene Lösungsmittelbäder gelegt und gegebenenfalls erhitzt. Das Verwenden von Ultraschallbädern ist bei weichen Heterostrukturen, bei denen es vor allem um eine hohe 2DEG-Beweglichkeit geht, nicht zu empfehlen. Durch sehr kleine Risse können Störstellen innerhalb der Bereiche hoher Ladungsträgerkonzentration entstehen, die zu einem deutlichen Herabsinken der inelastischen Streuzeit führen. Da für den ballistischen Transport eine lange inelastische Streuzeit und die daraus folgenden, langen und ungestörten Trajektorien benötigt werden, wird auf Ultraschallbäder verzichtet.

Die verwendeten Lösungsmittel sind: Aceton, Methanol, Isopropanol und Wasser.

Durch das Aceton- und Methanolbad werden besonders gut Lacke entfernt. Das folgende Isopropanolbad löst die zurückbleibenden Kohlenstoffreste, die durch die vorangegangenen Säuberungsschritte entstehen. Das Isopropanol selbst hinterlässt allerdings Rückstände auf der Probe, die durch ein abschließendes Wasserbad beseitigt werden. Je nach Verschmutzungsgrad werden die Lösungsmittel gegebenenfalls auf 50°C erhitzt.

6.1.2 Fotolithographie

In diesem Strukturierungsverfahren wird zunächst ein UV-Licht-sensitiver Lack auf die Oberfläche der Probe aufgetragen. Hierfür wird eine Lackschleuder verwendet, um die gewünschte Dicke des Lacks herzustellen. Alle verwendeten Proben werden mit einer Winkelgeschwindigkeit von $6.000 \frac{\text{U}}{\text{min}}$ für 30 Sekunden geschleudert, was einer Fotolackdicke von ca. $1.8 \mu\text{m}$ entspricht. Nach dem Aushärten des Lacks wird die Probe dann in den *Maskaligner*¹ eingebaut und in Kontakt zu einer strukturierten Maske gebracht. Das UV-Licht aus der Quecksilberdampfampe ($\approx 400 \text{ nm}$ -Linie) trifft beim Belichten nur auf die Stellen der Probe, die auf der Maske lichtdurchlässig sind. Durch das gleichzeitige Belichten sämtlicher Strukturen auf einer Probe und die einfache Handhabung, ist die Fotolithographie bestens zur zügigen Probenstrukturierung geeignet. Die Auflösung ist allerdings auf $1 - 2 \mu\text{m}$ beschränkt, weshalb sie sich nur für eine grobe Strukturierung, wie zum Beispiel einer Hallbar eignet.

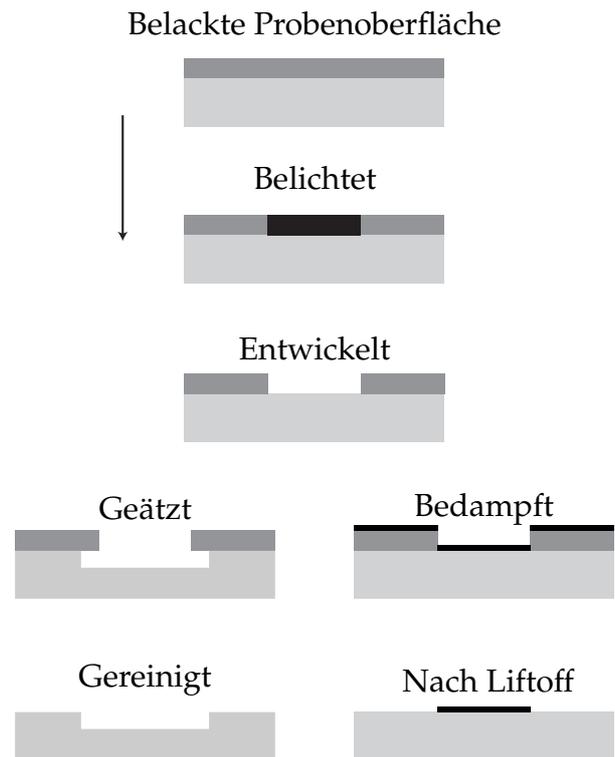


Abb. 6.1: Darstellung der Strukturierungsschritte

6.1.3 Elektronenstrahlolithographie

Um Strukturen herstellen zu können, die kleiner als $1 \mu\text{m}$ sind, wird die *EBL*² verwendet. Auch hierbei wird die zu beschreibende Probe vorerst mit einem speziellen

¹Instrument zur genauen Positionierung und Belichtung einer Probe mittels einer Maske.

²Electron Beam Lithography = Elektronenstrahlolithographie

elektronenstrahlsensitiven (PMMA-) Lack beschichtet. Die EBL- Einheit stellt ein Rasterelektronenmikroskop (REM) der Firma FEI dar, welches ein laterales (Lese-) Auflösungsvermögen von ≈ 5 nm besitzt. Durch eine spezielle Software kann der Elektronenstrahl mittels eines DA-Wandlers so programmiert werden, dass er nach einem vorgegebenem Muster die Lackoberfläche belichtet. Über die Einstellung der Belichtungsparameter kann die Dosis der belichteten Flächen eingestellt werden. Ebenfalls ist ein *Alignment*³ möglich, welches darauf basiert, dass das bereits vorhandene Muster auf der Probenoberfläche an bestimmten vordefinierten Stellen gescannt, und in- folgedessen das Schreibmuster ausgerichtet wird.

Der Nachteil des EBL- Verfahrens ist ein relativ hoher Zeitaufwand, um vergleichs- weise kleine Strukturen herzustellen. Bei kritischen Strukturen muss an dieser Stelle ein Kompromiss zwischen Auflösung und Schreibzeit gefunden werden. Durch zu langes Verweilen der Probe im REM, kann eine deutliche Behinderung der folgen- den Präparationsschritte eintreten, wodurch es zu einer erheblichen Menge an „Aus- schuss“ kommt.

6.1.4 Entwickeln

Beim Entwickeln der Proben handelt es sich um selektives Lackätzen. Die mit EBL oder Fotolithographie belichteten Stellen des Lacks weisen eine andere strukturelle und chemische Eigenschaft auf, als die unbelichteten Stellen. Wird der passende Ent- wickler verwendet, werden genau diese belichteten Stellen von der Probenoberfläche entfernt. In Abbildung 3.2 wird zum Teil der Vorgang des Entwickelns illustriert.

6.1.5 Ätzen

Nachdem die Muster auf der Probe vom Lack befreit sind, folgt zur Herstellung ei- ner Mesastruktur das Ätzen des Probenmaterials an den freiliegenden Stellen. Um *GaAs* kontrolliert zu ätzen, wird verdünnte Schwefelsäure als Ätz- und Wasserstoff- peroxid als Oxidationsmittel im Mischverhältnis: $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 = 100 : 3 : 0,01$ verwendet. Die Ätzrate einer solchen Lösung liegt für GaAs bei ca. $1 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$. Wie in der Il- lustration (Abb. 3.2) zu sehen, sind bei nasschemischem Ätzen die Flanken unterhalb des Lacks keineswegs gerade. Der Effekt verstärkt sich zunehmend mit der Dauer des Ätzvorgangs, weshalb bei der Herstellung eines 2DEG-Musters darauf geachtet wird, nur bis knapp unterhalb der Dotierschicht zu ätzen.

³Ausrichten der zu schreibenden Strukturen an eine bereits bestehende Struktur

6.1.6 Metallisieren

Um Metallschichten auf die Probenoberfläche aufzutragen, werden die entwickelten Proben in einer Aufdampfanlage der Firma *BOC Edwards* bedampft. Diese Anlage kann mit verschiedenen Methoden, aus einem breiten Spektrum an Metallen, sehr genau bestimmte Schichtdicken auf eine Probenoberfläche aufbringen. Das Metall Gold, sowie die Legierung Gold-Germanium werden mit einem thermischen Verdampfer (durch joulesche Wärme) verdampft. Alle anderen Metalle und Legierungen werden mit einem Elektronenstrahl verdampft, da sie zum Teil sehr viel höhere Siedetemperaturen besitzen. Um in einer möglichst schmutzfreien Umgebung zu bedampfen, sind die Probenhalterungen in einer Vakuumkammer untergebracht, in der üblicherweise ein Druck von $p \leq 10^{-6}$ mbar herrscht. Bei den Aufdampfraten muss ein Kompromiss zwischen Sauberkeit und kristalliner Reinheit geschlossen werden. Wählt man zu geringe Aufdampfraten, kommt es zu einer höheren Verschmutzung durch Einschlüsse in den Metallschichten, wobei es bei steigenden Raten zu einer schlechter werdenden kristallinen Reinheit kommt.

6.1.7 Liftoff

Nach dem Metallisieren ist die gesamte Probe mit der entsprechenden Metallschicht bedeckt. An den Stellen auf der Oberfläche, an denen zwischen aufgedampfter Metallschicht und GaAs-Oberfläche Lack existiert, ist eine Metallisierung nicht erwünscht. Bringt man die Probe mit heißem Aceton in Kontakt, wird der Lack entfernt, woraufhin sich die Metallschicht an den entsprechenden Stellen ablöst. Bei kleinen Strukturen kann der Liftoff-Vorgang verbessert werden, wenn mit einer Pipette heißes Aceton auf die Oberfläche gepustet wird.

6.1.8 Einlegierung

Um das 2DEG zu kontaktieren, bedampft man die dafür vorgesehenen Bereiche der Struktur mit probenmaterialabhängigen Schichtfolgen bestimmter Legierungen und Metalle. Durch Erhitzen der Probe diffundiert die Legierung in das Probenmaterial ein und bildet einen ohmschen Kontakt zum 2DEG. Den in dieser Arbeit behandelten GaAs Probenmaterialien wird eine auf Gold-Germanium basierende Schichtfolge eindiffundiert. Zusätzlich zur Gold-Germanium-Legierung wird, als Haltvermittler zwischen GaAs und AuGe, Nickel und als kontaktierbare Oberfläche, reines Gold aufgetragen. Die Schichtdicke des Gold-Germaniums hängt dabei von der Tiefe des 2DEG ab, wobei die Schichtdicken der Kontaktvermittler 5 nm bei Nickel beziehungsweise 50 nm bei Gold betragen.

6.2 Kommentierter Quellcode

```

Clear["Global*"]

wied = 1;

listUy = Table[{} , {wied}];

For[kk = 0, kk < wied, kk++,

 $\tau_i = 1.6 * 10^{\wedge} - 11$ ; (*inelastische Streuzeit*)

 $\tau_e = 8 * 10^{\wedge} - 12$ ; (*elastische Streuzeit*)

mu = 50; (*Beweglichkeit*)

 $L = 600 * 10^{\wedge} - 6$ ; (*Länge des Leitkanals*)

Lsimu =  $600 * 10^{\wedge} - 6$ ; (*Länge in der Simu*)

 $B = 50 * 10^{\wedge} - 6$ ; (*Breite des Leitkanals*)

 $d = 107.2 * 10^{\wedge} - 9$ ; (*Tiefe des 2DEG*)

 $n_0 = 2.5 * 10^{\wedge} 15$ ; (*Ladungsträgerdichte*)

dt =  $3 * 10^{\wedge} - 12$ ; (*Zeitinkrement*)

 $\hbar = 1.054571629 * 10^{-34}$ ; (*Plancksches Wirkungsquantum*)

 $m = 0.07 * 9.109 * 10^{-31}$ ; (*Effektive Masse in GaAs*)

 $e = 1.6021765 * 10^{-19}$ ; (*Elementarladung*)

 $\epsilon_0 = 8.8541878 * 10^{-12}$ ; (*Permittivität des Vakuums*)

 $\epsilon = 13$ ; (*Permittivität von GaAs*)

 $n_1 = 0.2 * 10^{\wedge} 15$ ;  $n_2 = 3.5 * 10^{\wedge} 15$ ; (*Ladungsträgerdichten*)

n1n = n1; n2n = n2;

Nn = 1500; (*Anzahl der Elektronen*)

Randphi:=RandomReal[{0, 2 * Pi}]; (*Zufallswinkel*)

(*Wahrscheinlichkeit, dass ein inelastisches Streueignis stattfindet*)

Wi = Compile[{t,  $\tau_i$ }, 1 - Exp[-t/ $\tau_i$ ]];

(*Wahrscheinlichkeit, dass ein inelastisches Streueignis stattfindet*)

```

6 Anhang

$We = \text{Compile}[\{t, \tau e\}, 1 - \text{Exp}[-t/\tau e]];$

(*Umrechnung in eine Anzahl an Ladungsträgern*)

$Nn1 = \text{Round}[Nn/(1 + n2/n1)];$

$Nn2 = Nn - Nn1;$

$nn = Nn1 + Nn2;$

(*Startpositionen*)

$R01 = \text{Compile}[\{B\}, \{0, \text{RandomReal}[\{0, B/2\}], 0\}];$

$R02 = \text{Compile}[\{B\}, \{0, \text{RandomReal}[\{-B/2, 0\}], 0\}];$

$Ef[n_] = \hbar^2/m * \text{Pi} * n;$ (*Fermienergie*)

$vf[n_] = \text{Sqrt}[Ef[n] * 2/m];$ (*Fermigeschwindigkeit*)

(*Startgeschwindigkeiten*)

$V0 = \text{Compile}[\{n, \text{Randphi}\}, vf[n] * \{\text{Cos}[\text{Randphi}], \text{Sin}[\text{Randphi}], 0\}];$

(*Beschleunigung*)

$a[aUx_, aUy_] = \{aUx * e/(L * m), aUy * e/(B * m), 0\};$

(*Geschwindigkeit*)

$v[vUx_, vUy_, \{v0x_, v0y_, v0z_}, t_] = \{v0x, v0y, v0z\} + a[vUx, vUy] * t;$

(*Initialisierung mehrerer Elektronen*)

$R = \text{Table}[R01[B], \{Nn1\}];$

$\text{For}[i = 1, i \leq Nn2, i++, R = \text{Append}[R, R02[B]]];$

$V = \text{Table}[\text{If}[R[[i, 2]] > 0, V0[n1, \text{Randphi}], V0[n2, \text{Randphi}]], \{i, 1, nn\}];$

$\text{listx} = \{\text{Table}[R[[i, 1]], \{i, 1, nn\}]\};$

$\text{listy} = \{\text{Table}[R[[i, 2]], \{i, 1, nn\}]\};$

$\text{te} = \text{Table}[dt, \{nn\}]; \text{ti} = \text{Table}[dt, \{nn\}];$

$R\text{temp} = R; V\text{temp} = V;$

$Ux = 0.025;$ (*Beschleunigungsspannung entlang des Leitkanals (SD – Spannung)*)

(*Iteration*)

```

For[jj = 1, jj ≤ 60000, jj++,
(*Berechnung der Qerspannung*)
n1n = n1 * (1 + (Length[Select[listy[[1]], # < 0&]]/
Length[Select[listy[[1]], # > 0&]]))/
(1 + (Length[Select[listy[[jj]], # < 0&]]/
Length[Select[listy[[jj]], # > 0&]]));
n2n = n2 * (1 + (Length[Select[listy[[1]], # > 0&]]/
Length[Select[listy[[1]], # < 0&]]))/
(1 + (Length[Select[listy[[jj]], # > 0&]]/
Length[Select[listy[[jj]], # < 0&]]));
Uy = Pi * ħ^2/(m * e) * 2 * (n2n - n2);
(*Temporäre Geschwindigkeitsmatrix*)
For[i = 1, i ≤ nn, i++,
Vtemp[[i]] = v[Ux, Uy, V[[i]], dt];
(*Test, ob ein Streueignis stattfindet*)
For[i = 1, i ≤ nn, i++,
randphi = Randphi;
If[RandomReal[] ≥ We[dt, τe], (*kein Ereignis*),
(*el. Ereignis*)Vtemp[[i]] =
Norm[Vtemp[[i]] * {Cos[randphi], Sin[randphi], 0}];
If[RandomReal[] ≥ Wi[dt, τi], (*kein Ereignis*),
(*incl. Ereignis*)If[R[[i, 2]] > 0,
Vtemp[[i]] = V0[n1n, randphi],
Vtemp[[i]] = V0[n2n, randphi]]; ];
(*Mögliche Ortsentwicklung*)
For[i = 1, i ≤ nn, i++, Rtemp[[i]] = R[[i]] + Vtemp[[i]] * dt];

```

(*Wechselwirkung mit der Ladungsträgerdichtestufe und Leitkanalrändern*)

```

For[i = 1, i ≤ nn, i++,
If[Sign[Rtemp[[i, 2]]] ≠ Sign[R[[i, 2]]],
If[R[[i, 2]] < 0,
If[Vtemp[[i, 2]]^2 ≥ Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2],
tt = t/.Solve[R[[i, 2]] + Vtemp[[i, 2]] * t == 0, t][[1]];
R[[i]] = R[[i]] + (Vtemp[[i]] * tt + {Vtemp[[i, 1]],
Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 - Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0} * (dt - tt));
Vtemp[[i]] = Norm[Vtemp[[i]]] * {Vtemp[[i, 1]],
Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 - Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0}/
Norm[{Vtemp[[i, 1]],
Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 - Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0];,
tt = t/.Solve[R[[i, 2]] + Vtemp[[i, 2]] * t == 0, t][[1]];
R[[i]] = R[[i]] + (Vtemp[[i]] * tt + {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0} * (dt - tt));
Vtemp[[i]] = Norm[Vtemp[[i]]] * {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0}/
Norm[{Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0};,
tt = t/.Solve[R[[i, 2]] + Vtemp[[i, 2]] * t == 0, t][[1]];
R[[i]] = R[[i]] + (Vtemp[[i]] * tt +
{Vtemp[[i, 1]], -Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 + Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0} * (dt - tt));
Vtemp[[i]] = Norm[Vtemp[[i]]] * {Vtemp[[i, 1]],
-Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 + Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0}/
Norm[{Vtemp[[i, 1]], -Sqrt[Vtemp[[i, 2]]^2 + Abs[vf[n2]^2 - vf[n1]^2]}, 0];,
If[Rtemp[[i, 2]] ≥ B/2,
tt = t/.Solve[R[[i, 2]] + Vtemp[[i, 2]] * t == B/2, t][[1]];
R[[i]] = R[[i]] + (Vtemp[[i]] * tt + {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0} * (dt - tt));
Vtemp[[i]] = Norm[Vtemp[[i]]] * {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0}/

```

```

Norm[{Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0}], ,
If[Rtemp[[i, 2]] ≤ -B/2,
tt = t/.Solve[R[[i, 2]] + Vtemp[[i, 2]] * t == -B/2, t][[1]];
R[[i]] = R[[i]] + (Vtemp[[i]] * tt + {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0} * (dt - tt));
Vtemp[[i]] = Norm[Vtemp[[i]] * {Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0}/
Norm[{Vtemp[[i, 1]], -Vtemp[[i, 2]], 0}], ,
(*Ortsentwicklung*)
R[[i]] = R[[i]] + dt * Vtemp[[i]]; Vtemp[[i]] = Vtemp[[i]];
;]
;];]
(*Erstellung der Listen*)
For[i = 1, i ≤ nn, i++, V[[i]] = Vtemp[[i]];
listx = Append[listx, Table[R[[i, 1]], {i, 1, nn}]];
listy = Append[listy, Table[R[[i, 2]], {i, 1, nn}]];
listUy[[kk + 1]] = Append[listUy[[kk + 1]], Uy];
]]//N[AbsoluteTiming]

```

6.3 Präparationsrezepte

- **Optische Kontaktlithographie:**
 - Lack: AZ1518 von Microchemicals
 - Aufschleudern: $6000 \frac{U}{min}$, $t = 30 s$
 - Aushärten: $T = 100^\circ C$, $t = 1 min$
 - Belichtungszeit: $t = 17 s$
 - Entwicklung: $AZ400K : H_2O (1:4)$, $t = 30 - 60 s$
 - Stopper: H_2O , $t = 30 - 60 s$

- **GaAs-Ätzen:**
 - Ätzlösung: $H_2O : H_2SO_4 : H_2O_2 (100:3:1)$
 - * $t = 100 s$ bei Probenserie A
 - * $t = 120 s$ bei Probenserie B
 - * $t = 60 s$ bei Probenserie C
 - Stopper: 2 mal H_2O , $t = 30 s$

- **Aufdampfen der 2DEG-Kontaktmetalle:**
 - Aufdampfdruck: $\approx 10^{-6} mbar$
 - Schichtdicke:
 - * Probenserie A und B:
 - $5 nm$ - Ni -Schicht, Elektronenstrahlverdampfung
 - $120 nm$ - $AuGe$ -Schicht, thermische Verdampfung
 - $50 nm$ - Au -Schicht, thermische Verdampfung
 - * Probenserie C:
 - $5 nm$ - Ni -Schicht, Elektronenstrahlverdampfung
 - $80 nm$ - $AuGe$ -Schicht, thermische Verdampfung
 - $50 nm$ - Au -Schicht, thermische Verdampfung

- **Einlegierung:**
 - Schutzgas: ArH_2
 - Heizschritte:
 1. $T = 200^\circ C$, $t = 5 min$

2. $T = 400^\circ C, t = 2 \text{ min}$

3. $T = 450^\circ C, t = 45 \text{ s}$

- **Elektronenstrahlolithographie der Gates:**

- Lack: Copolymer PMMA 4% von Allresist
- Aufschleudern: $6000 \frac{U}{\text{min}}, t = 30 \text{ s}$
- Aushärten: $T = 180^\circ C, t = 9 \text{ min}$
- Dosis = $170 \frac{\mu C}{\text{cm}^2}$
- Entwicklung: AR 600-50 von Allresist, $t = 2 \text{ min}$
- Stopper: AR 600-60 von Allresist, $t = 30 \text{ s}$

- **Aufdampfen der Gateelektroden:**

- Aufdampfdruck: $\approx 10^{-6} \text{ mbar}$
- Schichtdicke:
 - * $3 \text{ nm} - Ti$
 - * $47 \text{ nm} - Au$

- **Elektronenstrahlolithographie der Maske:**

- Lack: Copolymer PMMA 6% von Allresist
- Aufschleudern: $6000 \frac{U}{\text{min}}, t = 30 \text{ s}$
- Aushärten: $T = 150^\circ C, t = 10 \text{ min}$
- Dosis = $25 \frac{\mu C}{\text{cm}^2}$
- Entwicklung: AR 600-50 von Allresist, $t = 2 \text{ min}$
- Stopper: AR 600-60 von Allresist, $t = 30 \text{ s}$

- **Chromätzen:**

- Ätzlösung: $50 \text{ g Cer-IV-Ammoniumnitrat}, 10 \text{ ml } C_2H_4O_2, 200 \text{ ml } H_2O; t = 3 - 4 \text{ min}$
- Stopper: 2 mal in $H_2O, t = 30 - 60 \text{ s}$
- Reinigung: s.o.

Literaturverzeichnis

- [Ando,82] Ando T., Fowler B., and Stern F., *Electronic properties of two-dimensional systems*, Rev. Mod. Phys. **54** 437 (1982)
- [Bronzel,96] Bronzel M. R. and Stillman G. E., *Properties of Gallium Arsenide* 3. Auflage, London: INSPEC (1996)
- [Corless,96] Corless R. M., Gonnet G. H., Hare D. E. G., Jeffrey D. J., and Knuth D. E., *On the Lambert W Funktion*, Advances in Computational Mathematics **5**, 329-359 (1996)
- [Das Sarma,85] Das Sarma S., Stern Frank, *Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas*, Phys. Rev. B **32** 8442 (1985)
- [Davies,97] Davies J., *The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press (1997)
- [Dingle,78] Dingle R, Stormer H. L., Gossard A. C., and Wiegmann W., *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices* Appl. Phys. Lett. **33** 665 (1978)
- [Ferry,09] Ferry D. K., Goodnick S. M., and Bird J., *Transport in Nanostructures*, Cambridge University Press (2009)
- [Fowler,86] Fowler A. B., Timp G. L., Wainer J. J., and Webb R. A., *Observation of Resonant Tunneling in Silicon Inversion Layers*, Phys. Rev. Lett. **57** 138 (1986)
- [Fukai,92] Fukai Y. K., Tarucha S., Hirayama Y., Tokura Y., and Saku T., *Reflection and refraction of ballistic electrons through different carrier concentration regions*, Appl. Phys. Lett. **60** 106 (1992)
- [Ganczarczyk,07] Ganczarczyk A., Diplomarbeit: *Ballistischer Transport in Halbleiterheterostrukturen unter dem Einfluss von asymmetrischen Potenzialen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [Ganczarczyk,09] Ganczarczyk A., Notthoff C., Geller M., Lorke A., Reuter D., and Wieck A. D., *Transverse ballistic rectification in density-modulated 2D-systems*, Poster (2009)

Literaturverzeichnis

- [Ganczarczyk,11] Ganczarczyk A., *Persönliche Mitteilung*, Universität Duisburg-Essen (2011)
- [de Haan,04] de Haan S., Lorke A., Kotthaus J. P., Wegscheider W., and Bichler M., *Rectification in Mesoscopic Systems with Broken Symmetry: Quasiclassical Ballistic Versus Classical Transport*, Phys. Rev. Lett. **92** 56806 (2004)
- [Hartmann,06] Hartmann D., Worschech L., Höffling S., Forchel A., and Reithmaier J.P., *Self-gating in an electron Y-branch switch at room temperature* Appl. Phys. Lett. **89** 122109 (2006)
- [Klitzing,80] von Klitzing K., Dorda G., and Pepper M. *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. **45** 494 (1980)
- [Lin,84] Lin B. J. F. and Tsui D. C., *Mobility of the two-dimensional electron gas in GaAs-AlGaAs heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **45** (1984)
- [Lorke,11] Lorke A., *Persönliche Mitteilung*, Universität Duisburg-Essen (2011)
- [Marquardt,06] Marquardt B., *Wechselwirkung von Quantenpunkten mit ein- und zweidimensionalen Elektronensystemen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2006)
- [Marquardt,11] Marquardt B., Geller M., Baxevanis B., Pfannkuche D., Wieck A. D., Reuter D., and Lorke A., *Transport spectroscopy of non-equilibrium many-particle spin states in self-assembled quantum dots*, Nature Communications **2** 209 (2011)
- [Molenkamp,90] Molenkamp L. W., Staring A. A. M., Beenakker C. W. J., Eppenga R., Timmering C. E., and Williamson J. G., *Electron-beam collimation with a quantum point contact* Phys. Rev. B **41** 1274 (1990)
- [Morfonios,11] Morfonios C., Buchholz D., and Schmelcher P., *Magnetic field-induced control of transport in multiterminal focusing quantum billiards* arxiv **1010.4206v2** (2011)
- [Müller,05] Müller T., Lorke A., Do Q. T., Tegude F. J., Schuh D., and Wegscheider W., *A threeterminal planar selfgating device for nanoelectronic applications*. Solid-State Electronics **49** 1990 (2005)
- [Newton,1686] Newton I., Trin. Coll. Cantab. Soc. Matheseos Professore Lucasiano, et al., *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, Royal Society (1686/87)

- [Nihey,90] Nihey F., Nakamura K., Kuzuhara M., Samoto N., and Itoh T., *Electron focusing with multiparallel GaAs-AlGaAs wires defined by damageless processing*, Appl. Phys. Lett. **57** 1218-1220 (1990)
- [Noguchi,93] Noguchi M., Sakakibara H., and Ikoma T., *Collimation of Two-Dimensional Ballistic Electrons Using Equivalent Snell's Law* Jpn. J. Appl. Phys. **32** 5014-5018 (1993)
- [Pfeiffer,89] Pfeiffer L., West K. W., Stormer H. L., and Baldwin K. W., *Electron mobilities exceeding $10^7 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ in modulation-doped GaAs*, Appl. Phys. Lett. **55** (1988)
- [Reuter,98/10] Reuter D., *Wachstumsprotokolle der Probenmaterialien 1101, 1136 und 13750*, Bochum (1998/2010)
- [Sharvin,65] Sharvin Yu. V. and Fisher L. M., *Observation of focused electron beams in a metal*, Sov. Phys. JETP **21** (1965)
- [Shockley,49] Shockley W., *The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors*, BELL SYST TECH J **28** 3 (1949)
- [Spector,89] Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., and West K.W., *Electron focusing in two-dimensional systems by means of an electrostatic lens*, Appl. Phys. Lett. **56** 1290 (1989)
- [Spector,Feb90] Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., and West K.W., *Refractive switch for two-dimensional electrons*, Appl. Phys. Lett. **56** 2433 (1990)
- [Spector,Jul90] Spector J., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., and West K.W., *Noninteracting beams of ballistic two-dimensional electrons*, Appl. Phys. Lett. **58** 263 (1990)
- [Spector,91] Spector J., Weiner J.S., Stormer H.L., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., and West K.W., *Ballistic electron optics*, Surface Science **263**, 240 (1992)
- [Song,98] Song A. M., Lorke A., Kriele A., and Kotthaus J. P., *Nonlinear Electron Transport in an Asymmetric Microjunction: A Ballistic Rectifier*, Phys. Rev. Lett. **17** 3831 (1998)
- [Stern,67] Stern F. and Howard W. E., *Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit*, Phys. Rev. **163** 816 (1967)
- [Sze,91] Sze S. M., *Semiconductor Devices: Pioneering Papers*, World Scientific Publishing (1991)

Literaturverzeichnis

- [Tsui,82] Tsui D. C., Stormer H. L., and Gossard A. C., *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*, Phys. Rev. Lett **48** 1559 (1982)
- [Tsoi,74] Tsoi V. S., *Focusing of electrons in a metal by a transverse magnetic field*, JETP Lett **19** (1997)
- [van Houten,88] van Houten H., Beenakker C. W. J., van Loosdrecht P. H. M., Thornton T. J., Ahmed H., Pepper M., Foxon C. T., and Harris J. J., *Four-terminal magnetoresistance of a two-dimensional electron-gas constriction in the ballistic regime*, Phys. Rev. B **37** 8534 (1988)
- [Walukiewicz,84] Walukiewicz W., Ruda H. E., Lagowski J., and Gatos H. C., *Electron mobility in modulation-doped heterostructures*, Phys. Rev. B **30** 4571 (1984)
- [Wilks,98] Wilks S.P., Burgess S., Dunstan P., Pan M., Pritchard M. A., Williams R. H., Cammack D., Clark S. A. and Westwood D. I., *Band engineering at the GaAs-AlGaAs heterojunction using ultra-thin Si and Be dipole layers: a comparison of modification techniques* Appl. Surf. Sci. **123** 528 (1998)

7 Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn **Prof. Dr. A. Lorke** bedanken. Durch unzählige, lange und intensive Diskussionen ermöglichte er es mir, neue Denkweisen zu erlernen und Struktur in meine Arbeitsweise zu bringen.

Bei Herrn **Prof. Dr. A. Wieck** und **Dr. D. Reuter** möchte ich mich ungesehen für das hervorragende Probenmaterial bedanken, welches das Fundament dieser Arbeit darstellt.

Vielen Dank an **Dr. Paul Martin Geller**, der immer noch zehn Minuten Zeit fand, um über aktuelle und wichtige Problemstellungen zu reden. Seine Tipps und Ratschläge sind unbezahlbar.

Arkadius Ganczarczyk gilt mein Dank, da er mir durch seine bedingungslose Unterstützung in vielen Lagen den Rücken stärkte.

Ein großer Dank gebührt Herrn **Dr. Clemens**. Ohne seine Ermutigung wäre es mir wahrscheinlich entgangen, mich in der Arbeitsgruppe Lorke vorzustellen.

Ein Dankeschön geht ebenfalls an **Bastian Maruquardt**, der mir gerade am Anfang den Einstieg in die Forschungsarbeit erleichterte.

Meinen Dank auch an **Andreas Gondorf** und **Andreas Beckel**. Es war mir ein großes Vergnügen, mit ihnen die manchmal notwendige Zerstreung auf hohem geistigen Niveau zu erleben.

Des Weiteren möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe Lorke bedanken. Die Zeit, die ich dort verbrachte, lehrte mich sehr viel. Der lockere, jedoch respektvolle Umgang aller Arbeitsgruppenmitglieder untereinander ist beispielhaft.

An dieser Stelle möchte ich auch meinen Freunden **Natalie, Emmy, Barbara, Emilia, Dimitri, Hüseyin, Gabriel, Daniel, Simon, Nils** und **Thomas** meinen Dank aussprechen. Sie prägten, überraschten, duldeten, motivierten, trösteten und unterstützten mich; Jeder auf seine eigene, einzigartige Weise.

Ganz besonders möchte ich eine Person hervorheben, die der wichtigste Grund meines Bestrebens ist. Sie hat nach dieser anstrengenden Zeit einiges gut bei mir. Danke **Mira!**

Ebenfalls bedanke ich mich bei **Doreth** und **Klaus Röhl** dafür, dass sie mir immer das Gefühl gaben, willkommen zu sein.

Zu guter Letzt den größten Dank an meine Familie und insbesondere an meine Eltern **Susanna** und **Ralf Quindeau**. Ohne ihre aufopferungsvolle Unterstützung wäre ich nicht in der Lage gewesen, das Privileg eines Physikstudiums zu genießen.

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Duisburg, 10.06.2011