

# Steuerbare Gleichrichtung in Halbleiter-Nanostrukturen mit gebrochener Symmetrie

Diplomarbeit  
zur Erlangung des Grades einer Diplom-Physikerin  
vorgelegt von

Simone Voßen  
aus  
Duisburg

durchgeführt im Fachbereich Physik der  
Universität Duisburg-Essen  
betreut von  
Prof. Dr. A. Lorke

Duisburg, im Februar 2009



# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein planarer, mittels zweier Seiten-Gates einstellbarer Gleichrichter auf Grundlage des sogenannten „self-switching effects“ (daher auch „self-switching device“ - SSD) realisiert. Die präparierten Probenstrukturen enthalten einen ca. 400 nm breiten Kanal in einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG), der durch geätzte, isolierende Gräben entsteht. Die asymmetrische Kanalrand-Strukturierung verursacht bei einer über den Kanal angelegten Spannung den „self-switching effect“. In Abhängigkeit der Polarität und Amplitude dieser Spannung wird der Kanal mit Ladungsträgern angereichert (Öffnen in Durchlassrichtung) oder von Ladungsträgern verarmt (Schließen in Sperrrichtung), welches einem gleichrichtenden Verhalten einer Diode entspricht. Diese planare Diode schaltet zwischen diesen beiden Zuständen selbstständig hin und her, ohne andere Einflüsse wie z.B. ein zusätzliches Gate.

Innerhalb dieser Arbeit wurde besonders auf die Realisierung einer Durchstimmbarkeit dieses Gleichrichters durch integrierte Seiten-Gates Wert gelegt. Durch Variation der Seiten-Gate-Spannungen ändern sich die Größen der Verarmungszonen innerhalb des Kanals, so dass die nichtlineare Kennlinie eine Abhängigkeit von der Seiten-Gate-Spannung zeigt und die Schwellspannung in Durchlassrichtung von -0,7 V bis zu -0,15 V eingestellt werden kann. Eine einstellbare Schwellspannung lässt sich in einer konventionellen p-n Diode nicht erzielen, wodurch in dieser Arbeit ein Gleichrichter mit neuer Funktionalität realisiert wurde.

Bis zu einer Grenzfrequenz von etwa 25 kHz zeigt der planare Gleichrichter bei Anlegen einer Sinusspannung das erwartete Verhalten eines Halbwellengleichrichters, der z. B. nur die negative Sinushalbwellenlinie passieren lässt und entsprechend die positive unterdrückt. In Frequenzbereichen oberhalb der abgeschätzten Grenzfrequenz von 25 kHz verwandelt sich der Halbwellengleichrichter in einen Konstantstromgleichrichter, wobei erste Messungen auf ein gleichrichtendes Verhalten bis zu 200 MHz hindeuten.





# Abstract

In this work a voltage-tunable planar rectifier on the basis of the self switching effect (a so-called self-switching device - SSD) was realized. The fabricated sample-structure contains a  $\sim 400$  nm wide channel in a two dimensional electron gas (2DEG), which is defined by etched insulating trenches. The asymmetric profile causes the self-switching effect. Its working principle is based on a lateral pinch-off effect, which modulates the width of the depletion zones of the narrow electron channel. Depending on the orientation of the applied source-drain-voltage, the channel will be populated with electrons (the channel opens) or depleted (it closes), which results in the diode-like  $I(V)$ -characteristic.

The main focus of this work was to achieve a tunability of the self-switching device by two in-plane side gates, which modulate the width of the depletion areas in the 2DEG channel. Therefore, the non-linear diode characteristic of the SSD can be controlled, for instance, the on-voltage of the diode in a regime of  $-0,15$  V up to  $-0,7$  V, which is in contrast to a fixed on-voltage of a conventional p-n diode.

An applied sine-wave to the source-drain contacts demonstrates a rectification of the device up to the cut-off frequency of about 25 kHz. An on-voltage in the same range as in the dc case is measured and the rectifier behaves almost like a half-wave rectifier. For frequencies above 25 kHz the half-wave rectifier turns itself into a constant-current rectifier with an offset-current, which seems to operate up to frequencies of 200 MHz.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Motivation</b>	<b>3</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1. Dimensionsreduzierung . . . . .	7
2.2. Realisierung eines zweidimensionalen Elektronengases . . . . .	8
2.3. Elektronische Eigenschaften eines zweidimensionalen Elektronengases . . . . .	10
2.4. Gleichrichter in zweidimensionalen Elektronensystemen . . . . .	12
2.4.1. Gleichrichtung mit ballistischen Elektronen . . . . .	12
2.4.2. Gleichrichtung durch Modulation von Verarmungszonen . . . . .	14
<b>3. Proben</b>	<b>19</b>
3.1. Probenmaterial . . . . .	19
3.2. Probengeometrie . . . . .	20
3.2.1. Planare Dioden-Struktur mit Seiten-Gates . . . . .	20
3.2.2. Planare Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates . . . . .	20
3.3. Probenpräparation . . . . .	23
3.3.1. Reinigung . . . . .	23
3.3.2. Optische Kontaktlithographie . . . . .	23
3.3.3. Nasschemisches Ätzen . . . . .	24
3.3.4. Aufdampfen und Einlegieren . . . . .	25
3.3.5. Elektronenstrahlolithographie . . . . .	26
3.3.6. Plasmaätzen . . . . .	26
3.3.7. Erste Charakterisierung . . . . .	27
<b>4. Messmethoden</b>	<b>29</b>
4.1. Tieftemperatur-Messplatz: Der $^4\text{He}$ -Badkryostat . . . . .	29
4.2. Messaufbau . . . . .	30
4.2.1. $I_{\text{SD}}$ ( $V_{\text{SD}}$ , $V_{\text{G}}$ )-Kennlinien . . . . .	30
4.2.2. Frequenzabhängigkeit des Gleichrichters . . . . .	32

<b>5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>33</b>
5.1. Charakterisierung . . . . .	33
5.1.1. Ladungsträgerdichte im 2DEG . . . . .	33
5.1.2. Kanalbreite . . . . .	37
5.2. Gleichrichter in SSD-Struktur . . . . .	40
5.3. Steuerbarer Gleichrichter . . . . .	47
5.3.1. Seiten-Gates auf Drain-Potential . . . . .	47
5.3.2. Seiten-Gates auf Source-Potential . . . . .	50
5.3.3. Variation der Kanalbreite durch die Seiten-Gate-Spannung . . . . .	53
5.4. Interpretation der Sperrung im negativen Spannungsintervall . . . . .	62
5.5. Reproduzierbarkeit . . . . .	67
5.6. Frequenzabhängigkeit des Gleichrichters . . . . .	70
5.6.1. Gleichrichtung mit geerdeten Seiten-Gates . . . . .	70
5.6.2. Gleichrichtung bei verschiedenen Seiten-Gate-Spannungen . . . . .	76
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>79</b>
<b>7. Ausblick</b>	<b>81</b>
<b>A. Parameter der Probenpräparation</b>	<b>83</b>
A.1. Maskenherstellung . . . . .	83
A.2. Mesaherstellung . . . . .	84
A.3. Ohmsche Kontakte . . . . .	84
A.4. Kanäle schreiben . . . . .	85
<b>B. Wachstumsprotokolle</b>	<b>87</b>
B.1. Probenmaterial 12071 . . . . .	87
B.2. Probenmaterial 13273 . . . . .	87
<b>C. Magnetfeldmessungen</b>	<b>89</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>91</b>

# 1. Einleitung und Motivation

Die fortschreitende Miniaturisierung in der Halbleiterindustrie der letzten Jahrzehnte hat zu einer Strukturgröße von nur 45 nm in heute kommerziell erhältlichen Speicher- und Logikelementen geführt. Trotz der erwarteten quantenmechanischen Effekte für Strukturgrößen in der Größenordnung von wenigen 10 Nanometern und den hiermit einhergehenden veränderten physikalischen Eigenschaften unterliegen z. B. heutige Transistoren entgegen allen Vorhersagen immer noch den „klassischen Transporteigenschaften“, die man mit dem Drude-Modell des Elektronentransports beschreiben kann. Quantenmechanische Effekte sind nicht gewünscht und werden als Hindernis in der Verkleinerung der Strukturgröße betrachtet. Die Eigenschaften von Halbleiterbauelementen werden daher maßgeblich durch deren Materialeigenschaften bestimmt, was zu einer steten Suche nach neuen Materialien mit entsprechend geeigneten Eigenschaften für immer kleinere Strukturgrößen geführt hat.

Dabei ermöglichen Strukturgrößen von Bauelementen in der Größenordnung von wenigen Nanometern gerade die Ausnutzung von Effekten, wie der Quantisierung der Zustände oder dem ballistischen Transport, um neue Eigenschaften zu realisieren, die nicht alleine durch die Materialeigenschaften, sondern maßgeblich durch deren Struktur bzw. Geometrie bestimmt werden.

Die Grundlage für die Nutzbarkeit des ballistischen Transportverhaltens bildet dabei die Realisierung einer hohen Elektronen-Beweglichkeit. Sie sorgt dafür, dass bei Temperaturen um 4,2 K eine mittlere freie Weglänge der Elektronen von einigen  $\mu\text{m}$  in dem realisierbaren Strukturgrößenbereich der Bauelemente existiert. Im Jahre 1978 gelang es erstmals Dingle *et al.* eine modulationsdotierte GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Heterostruktur zu entwickeln, die diese gewünschte sehr hohe Elektronen-Beweglichkeit von  $\mu = 1000 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$  aufweisen konnte [1]. Sie ist um einen Faktor von drei bis vier Größenordnungen höher als in Halbleiter-Volumenmaterialien [2].

Diese Systeme konnten nur mit großen Fortschritten in der Halbleiterprozesstechnologie hergestellt werden. Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist es heute möglich, ein hochwertiges Kristallschichtsystem mit atomarer Genauigkeit aufzuwachsen. Durch Variation der Halbleitermaterialien werden scharfe Einschlusspotentiale erzeugt, die hochbe-

wegliche zweidimensionale Elektronensysteme erschaffen.

Durch Ausnutzung von Nanostrukturierungen zweidimensionaler Elektronengase (2DEG) lassen sich viele Bauelemente herstellen, deren Eigenschaften durch die Geometrie der Struktur und weniger durch das verwendete Material definiert werden. Eine klassische p-n Diode, bestehend aus zwei unterschiedlich dotierten Schichten, zeigt ihr charakteristisch gleichrichtendes Verhalten aufgrund der entsprechenden Dotierungen und ist somit materialspezifisch. In zweidimensionalen Elektronensystemen lässt sich allein durch Symmetriebruch in der Nanostrukturierung eine Gleichrichtung erzeugen. Eine Realisierungsmöglichkeit bietet dabei die Manipulation ballistischer Elektronen, die aufgrund der hohen Beweglichkeiten und der damit verbundenen großen mittleren freien Weglänge bei tiefen Temperaturen in den Halbleiter-Heterostrukturen hauptsächlich Streuprozesse an den lithographisch definierten Strukturen erfahren.

Ein erfolgreicher Ansatz für die Gleichrichtung der ballistischen Elektronen basiert auf einem Symmetriebruch, der von einem dreieckigen, mesoskopischen Streuer ausgeht, der die Elektronen durch spekulare Reflexion in eine vorher festgelegte Richtung lenkt, die unabhängig von der Richtung des Eingangsstromes ist [3]. Eine weitere Art der Gleichrichtung nutzt einen Symmetriebruch, der durch eine sprunghafte Veränderung der Ladungsträgerdichte parallel zum Stromfluss verursacht wird. Es wird die Brechung der ballistischen Elektronen am Übergang der Ladungsträgerdichten ausgenutzt, um gleichrichtendes Verhalten zu erzeugen. Eine Gatespannung erlaubt die Modulierung der Ladungsträgerkonzentration und somit eine Abstimmung der Polarität und Amplitude der Ausgangsspannung dieses gleichrichtenden Systems [4]. Jedoch sind diese beiden Gleichrichter auf den ballistischen Transport der Elektronen angewiesen und können deshalb nicht bei Raumtemperatur Verwendung finden, da durch Phononenstreuung bei 300 K die mittlere freie Weglänge nur wenige Nanometer beträgt.

Interessanterweise kann man ein nichtlineares gleichrichtendes Verhalten auch ohne die Ausnutzung von ballistischem Transport von Elektronen erzielen, wodurch sich die Möglichkeit des Betreiben eines solchen Bauelements bei Raumtemperatur ergibt. Dieses könnte daher technologisch von großem Interesse sein. Auch hier sind die Strukturgröße und Geometrie und nicht das Material die bestimmenden Parameter für die Eigenschaften des Bauelements. Solch ein gleichrichtendes Element wurde erstmals in einem zweidimensionalen Elektronensystem unter Ausnutzung der Modulation der Verarmungszonen in einem symmetriebrochenen 100 nm breiten 2DEG-Kanal von Song *et al.* vorgestellt [5]. Eine

---

angelegte Spannung beeinflusst die effektive Kanalbreite, d. h. abhängig von ihrer Polarität vergrößern oder verkleinern sich die Verarmungszonen, was ein Öffnen oder Schließen des Kanals bewirkt und eine nichtlineare Diodenkennlinie zur Folge hat.

Dieses sogenannte self-switching device (SSD) vereint seine einfache, aus nur einem Ätzschritt bestehende Herstellung mit einem nichtlinearen Transportverhalten. Es erlaubt eine Gleichrichtung bei Temperaturen von 150 K bis in den THz-Bereich und ist somit auch sehr vielversprechend für Hochfrequenzanwendungen [6].

In der vorliegenden Arbeit wird das von Song *et al.* konzipierte und realisierte SSD so in eine neu gestaltete Struktur eingebettet, dass seine Vorzüge – was einfache Herstellung und Diodenverhalten betrifft – weiterhin erhalten bleiben, aber zusätzlich die Durchstimmbarkeit des Gleichrichters mittels zweier Seiten-Gates ermöglicht wird. Es wird ein planarer Gleichrichter realisiert, dessen Schwellspannung mit einer angelegten Seiten-Gate-Spannung kontinuierlich variiert werden kann – im Gegensatz zu einer herkömmlichen p-n oder Schottky-Diode.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

- **Kapitel 2** erläutert die Realisierung, den Aufbau und die Eigenschaften zweidimensionaler Elektronsysteme. Es stellt Gleichrichter auf der Grundlage des Symmetriebruch vor und zeigt die Funktionsweise, bisher erbrachte Erfolge und Erkenntnisse des self-switching device (SSD).
- **Kapitel 3** beschreibt die charakteristischen Größen der verwendeten Heterostrukturen, die Methoden der Probenpräparation und die Probengeometrien.
- **Kapitel 4** beinhaltet den Messaufbau und die genutzten Messtechniken. Zudem wird das Kryostatsystem zur Messung bei 4,2 K vorgestellt.
- In **Kapitel 5** erfolgt eine kurze Charakterisierung des verwendeten Probenmaterials. Anschließend werden die experimentellen Messergebnisse im Rahmen der Auswertung und Diskussion vorgestellt.
- **Kapitel 6** fasst die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.
- **Kapitel 7** verschafft einen Ausblick über mögliche, weiterführende Untersuchungen.





## 2. Grundlagen

Dieses Kapitel behandelt die für das Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen. In dieser Arbeit werden ausschließlich Strukturen in zweidimensionale Elektronengasen untersucht. Deshalb beginnt die Betrachtung mit der Dimensionsreduzierung, gefolgt von der Realisierung zweidimensionaler Elektronengase durch ein Einschlusspotential und den daraus resultierenden Eigenschaften zweidimensionaler Elektronensysteme. Symmetriebrochene Nanostrukturen, die nichtlinearen Transport auf der Grundlage von ballistischem Verhalten und der Modulation der Verarmungszonen gewährleisten, werden vorgestellt.

### 2.1. Dimensionsreduzierung

Niedrigdimensionale Systeme unterscheiden sich gegenüber dreidimensionalen Systemen dadurch, dass die Elektronenbewegung in mindestens einer der drei Dimensionen durch eine charakteristische Länge im Material eingeschränkt wird. Die entscheidende Größe ist die Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$ :

$$\lambda_F = \frac{h}{\sqrt{2m_e E_F}}. \quad (2.1)$$

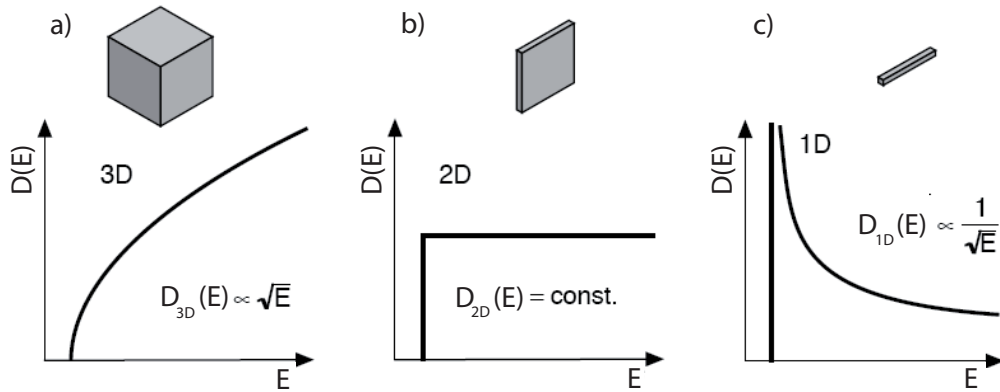


Abbildung 2.1.: Zustandsdichten  $D(E)$  freier Elektronen für eine (c), zwei (b) und drei (a) Dimensionen (Abbildung nach [7]).

Eine Dimensionsreduzierung entsteht demnach, wenn eine räumliche Einschränkung existiert, die in der Größenordnung der Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$  ist und wenn gewährleistet werden kann, dass nur das unterste Niveau der quantisierten Energiezustände in der eingeschränkten Dimension besetzt ist. Diese Bedingungen können zum Beispiel mit Hilfe eines Potentialeinschlusses in einer Heterostruktur bei tiefen Temperaturen geschaffen werden, so dass ein zweidimensionales Elektronengas entsteht (siehe Abschnitt 2.2). Die Quantisierungseffekte, die aufgrund der Dimensionsreduzierung entstehen, haben einen starken Einfluss auf die physikalischen Eigenschaften des Systems (wie z. B. Beweglichkeit, Transportmechanismen, optische Übergänge). Besonders aussagekräftig sind hierbei die Zustandsdichten des Systems, die in Abbildung 2.1 für die drei Fälle des ein-, zwei- und dreidimensionalen Systems gezeigt werden. Die Zustandsdichten ermöglichen eine grundlegende Charakterisierung der elektronischen Eigenschaften des Systems (siehe Abschnitt 2.3).

### 2.2. Realisierung eines zweidimensionalen Elektronengases

Historisch betrachtet wurde die Physik niedrigdimensionaler Systeme vom MOSFET (engl. metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) geprägt. Die ersten zweidimensionalen Elektronensysteme wurden durch ein Si/SiO<sub>2</sub>-MOSFET realisiert. Bei diesem Bauteil bewegen sich die Elektronen entlang der Grenzschicht zwischen Silizium und Siliziumdioxid. Jedoch ist aufgrund der unterschiedlichen Ordnungszustände in der festen Phase, eine beträchtliche Grenzflächenrauigkeit zwischen dem kristallinen Silizium und dem amorphen Siliziumdioxid nicht zu verhindern. Dies und Ladungsdefekte im Oxid führen zu Streuungen der Elektronen und lassen nur Beweglichkeiten von  $\mu = 4 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$  zu [8].

Die Forderung nach perfekten Verbindungen im Grenzschichtbereich zweier Materialien und der damit verbundenen idealen Heterostruktur brachten ein starkes Forschungsinteresse an GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterostrukturen mit sich. Aufgrund fast identischer Gitterkonstanten ( $a_{\text{GaAs}} = 0,56533 \text{ nm}$  und  $a_{\text{AlAs}} = 0,56605 \text{ nm}$  [9]) wird die Grenzflächenrauigkeit minimiert. Zudem besitzt GaAs eine sehr geringe effektive Elektronenmasse  $m^* = 0,067 m_e$  [9], was sich ebenfalls vorteilhaft auf die Elektronenbeweglichkeit auswirkt ( $\mu \propto \frac{1}{m^*}$ ) [10]. Eine weitere Verbesserung brachte die 1978 von Dingle *et al.* [1] realisierte, räumliche Trennung der stromführenden Elektronen von ihren lokalisierten, ionisierten Donatoratomen. Durch eine Modulations-Dotierung konnte der Einfluss der Störstellenstreuung weiter verringert werden. Realisiert waren die „modulation-doped field-effect transistors“ (MODFET), oder auch „high-electron-mobility transistors“ (HEMT) genannt, die ihrem Namen

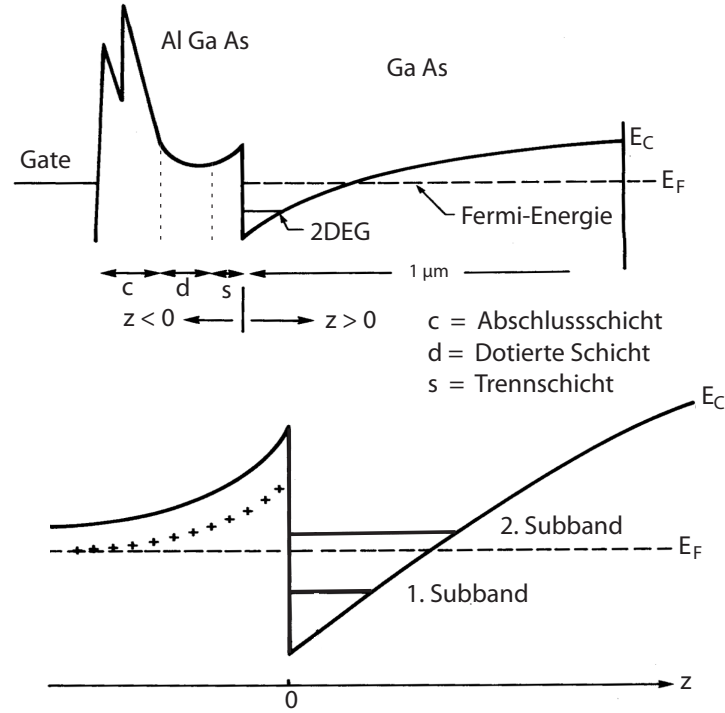


Abbildung 2.2.: Leitungsbandkantenverlauf eines typischen MODFETs. Für die Energie des Leitungsbandes  $E_C$  bildet bei  $z = 0$  ein Minimum aus, in dem das 2DEG entsteht. Die Isolationschicht  $s$  liegt zwischen 2DEG und n-dotierter  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht  $d$ . Schicht  $c$  sorgt für einen schützenden Abschluss (Abbildung nach [13]).

mit Beweglichkeiten von über  $\mu = 1000 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$  gerecht werden [8, 11, 12].

Die Heterostruktur eines MODFETs ist mit ihrem Leitungsbandkantenverlauf in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Das 2DEG bildet sich an der Grenzschicht zwischen GaAs und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  bei  $z = 0$  aus. Die Schichtfolge beginnt mit einer dicken GaAs-Schicht, die durch eine ca. 20 nm starke, undotierte  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht von den Dotieratomen getrennt wird<sup>1</sup>. Die isolierende Wirkung ist durch die größere Bandlücke des  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  gegenüber dem GaAs gegeben. Die dotierte Schicht kann entweder eine n-dotierte  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht oder eine 1-2 Monolagen umfassende  $\delta$ -Dotierung sein. Durch die räumliche Trennung der ionisierten Donatoratome vom 2DEG wird ihr negativer Einfluss als Streupotentiale unterdrückt und die Elektronen-Beweglichkeit  $\mu$  nicht beeinflusst. Abgeschlossen wird die Heterostruktur meist mit einer leicht n-dotierten GaAs-Schicht, die

<sup>1</sup>Die in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen besitzen einen Aluminiumanteil von  $x = 0,34 - 0,35$  [14, 15].

das 2DEG vor negativen Einflüssen von Oberflächenzuständen schützt. Die Bindungsenergie der Elektronen an ihr Donatoratom liegt nach Abschätzung mit dem Wasserstoff-Modell in der Größenordnung einiger meV ( $E \approx 5$  meV siehe [8]). Somit ist bei Zimmertemperatur ( $T = 300$  K) gewährleistet, dass sich die Elektronen mit Hilfe ihrer thermischen Energie  $k_B T \approx 25$  meV von ihren Donatoratomen lösen, sich somit wie ein freier Ladungsträger verhalten und das Potentialminimum der Struktur suchen können. Über die Konzentration der Dotierung, die beim Wachstumsprozess (meist Molekularstrahlepitaxie) gesteuert wird, ist die Ladungsträgerkonzentration  $n$  des 2DEGs einstellbar.

### 2.3. Elektronische Eigenschaften eines zweidimensionalen Elektronengases

Durch Betrachtung der dreidimensionalen, zeitunabhängigen Schrödingergleichung können die Auswirkungen des Einschlusspotentials  $V(z)$  auf die elektronischen Eigenschaften untersucht werden:

$$\hat{H}\Psi(x,y,z) = \left( \frac{-\hbar^2}{2m^*} \Delta + V(z) \right) \Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z). \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\Psi(x,y,z)$  die Wellenfunktion,  $E$  die Energie-Eigenwerte des Systems und  $m^*$  die effektive Elektronenmasse an der Leitungsbandkante [8]. In der  $x$ - $y$ -Ebene können sich die Elektronen frei bewegen, in der  $z$ -Richtung sind sie aufgrund des Potentials  $V(z)$  in ihren Bewegungen eingeschränkt.

Deshalb wird folgender Separations-Ansatz gewählt, der in der  $x$ - $y$ -Ebene ebene Wellen mit den Wellenvektoren  $k_x$  und  $k_y$  zulässt:

$$\Psi(x,y,z) = e^{i(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} \cdot \Phi(z). \quad (2.3)$$

Somit lässt sich Gleichung 2.2 in zwei unabhängige Anteile separieren, so dass sich die Gesamtenergie des System aus der Summe ihrer Energieeigenwerte zusammensetzt<sup>2</sup>. Es ergibt sich eine Gesamtenergie von

$$E_n(k_x, k_y) = \epsilon_n + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.4)$$

Dieses Ergebnis wird in Abbildung 2.3 unter der Abschätzung eines rechteckigen Potential-einschlusses  $V(z)$  veranschaulicht. Im vorgestellten MODFET bzw. HEMT existiert zwar

---

<sup>2</sup>Für eine ausführlicher Herleitung sei auf Ref. [8] verwiesen.

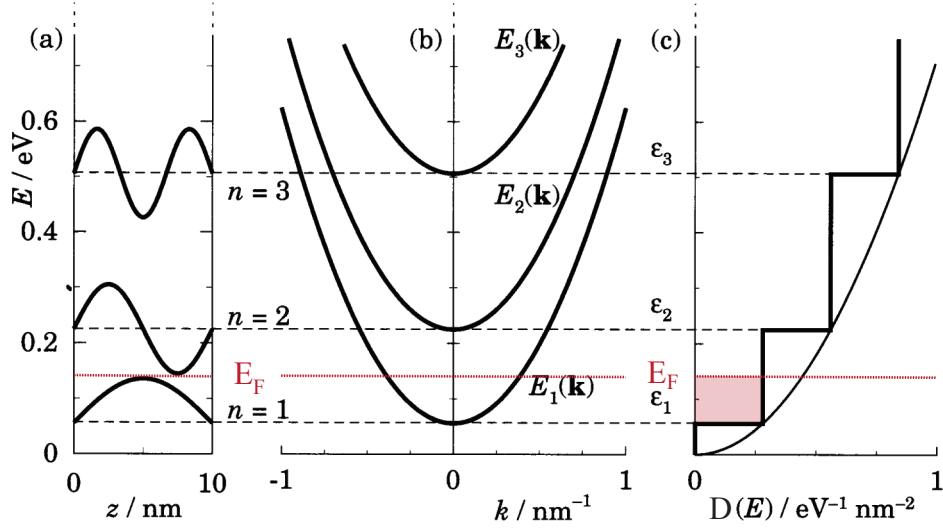


Abbildung 2.3.: a) Potentialtopf mit Energieeigenwerten  $\epsilon_n$  und zugehörigen Wellenfunktionen b) Gesamtenergie inklusive transversaler kinetischer Energie für jedes Subband c) Stufenförmige Zustandsdichte eines quazweidimensionalen Elektronengases (Abbildung nach [8]).

ein dreieckiger Potentialeinschluss  $V(Z)$ , jedoch zeigt auch die Abbildung 2.3 vergleichbare Ergebnisse. Die Energie ist in  $z$ -Richtung quantisiert und Abbildung 2.3a zeigt die erlaubten Energiewerte  $\epsilon_n$  mit zugehörigen Wellenfunktionen. Da für die Wellenvektoren  $k_x$  und  $k_y$  keinerlei Beschränkungen vorliegen, kann eine freie Bewegung in der  $x$ - $y$ -Ebene gewährleistet werden. Abbildung 2.3b zeigt die Subbänder, die sich in Wachstumsrichtung ( $z$ -Richtung) nach Gleichung (2.4) ausbilden. In Abbildung 2.3c ist die Zustandsdichte des Systems dargestellt.

Für die Bildung eines 2DEGs muss nun gewährleistet werden, dass nur das unterste Subband besetzt ist. Eine einfache Abschätzung von  $\Delta E \gg k_B T$  zeigt, dass bei 4,2 K die thermische Energie von  $k_B T = 0,36$  meV viel zu gering ist, um eine typische Energiedifferenz zwischen den zwei untersten Subbändern  $\epsilon_1 = 70$  meV und  $\epsilon_2 = 120$  meV zu überwinden [16] und ein weiteres Subband zu besetzen.

Das entstandene 2DEG wird durch eine energieunabhängige Zustandsdichte charakterisiert [13]:

$$D_{2D}(E) = \frac{dN_{2D}}{dE} = \frac{g_s g_v m^*}{\hbar^2 2\pi}. \quad (2.5)$$

Hierbei ist für GaAs die Spinentartung  $g_s = 2$  gegeben, die Valley-Entartung  $g_v$  besitzt den Wert 1.

## 2.4. Gleichrichter in zweidimensionalen Elektronensystemen

Mittels Verwendung von 2DEGs und Nanostrukturierung lassen sich viele Bauelemente herstellen, deren Eigenschaften nicht durch das Material, sondern durch die Geometrie der Struktur gegeben sind.

Im Folgenden sollen zwei Gleichrichter auf der Basis von 2DEGs vorgestellt werden. Im Gegensatz zu einer klassischen p-n Diode (oder Schottky-Kontakt), die ein gleichrichtendes Verhalten durch entsprechende Dotierung eines halbleitenden Materials zeigt, wird bei den nun vorgestellten Systemen, die Gleichrichtung durch Symmetriebruch in einem 2DEG erreicht.

### 2.4.1. Gleichrichtung mit ballistischen Elektronen

Nichtlineares Transportverhalten ballistischer Elektronen wurde 1998 erfolgreich an einer auf einer GaAs-AlGaAs-Heterostruktur basierenden Nanostruktur beobachtet, deren Symmetriebruch durch eine spekulare Reflexion an einem dreieckigen, mesoskopischen Streuer erreicht.

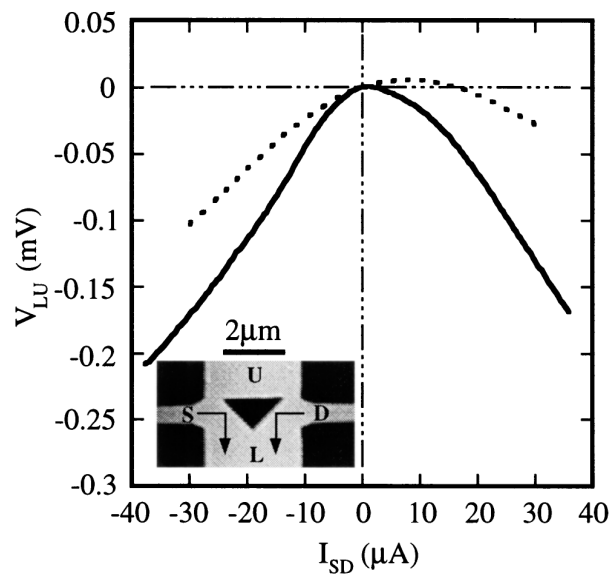


Abbildung 2.4.: Ausgangsspannung  $V_{LU}$  als Funktion des Eingangsstromes  $I_{SD}$  bei 4,2 K (durchgezogene Linie) und 77 K (gepunktete Linie). Kleines Bild: Rasterkraftmikroskopaufnahme des dreieckigen, mesoskopischen Streuers. Die Pfeile zeigen die typischen Bewegungsbahnen der Elektronen, die über S und D eingeführt werden (Abbildung nach [3]).

realisiert wurde [3]. Die in Abbildung 2.4 gezeigte Geometrie ermöglicht es, Ladungsträger in eine vorher festgelegte Richtung zu lenken, die unabhängig von der Richtung des Eingangsstromes ist. Die nichtlineare  $I(V)$ -Kennlinie ist ebenfalls in Abbildung 2.4 zu sehen. Der Funktionsmechanismus dieses Gleichrichters beruht auf dem einfachen Billard-Modell gestreuter Elektronen. Die typischen Bewegungsbahnen der Elektronen sind in dem kleinen Bild in Abbildung 2.4 eingezeichnet. Bei einem Stromfluss zwischen den Kontakten S und D ist eine Potentialdifferenz zwischen U und L messbar. Die Polarität dieser Spannung deutet darauf hin, dass die Elektronen an dem dreieckigen Streuer zum Kontakt L hin reflektiert werden.

Eine weitere Nanostruktur unter Ausnutzung des ballistischen Verhaltens zweidimensionaler Elektronengase ist schematisch in Abbildung 2.5a abgebildet. Sie beruht ebenfalls auf einer gebrochenen Symmetrie, die in diesem Fall durch eine sprunghafte Veränderung der Ladungsträgerdichte parallel zum Stromfluss verursacht wird [4]. Hierbei wird im Gegensatz zur Reflexion die Brechung am Übergang der Ladungsträgerdichten ausgenutzt. Experimentelle Ergebnisse, die in Abbildung 2.5b dargestellt sind, zeigen in der transversalen Spannung  $V_y$  gleichrichtendes Verhalten. Über die Gatespannungen  $V_{g1}$  und  $V_{g2}$  lassen sich die Ladungsträgerkonzentrationen in den beiden Bereichen separat voneinander einstellen. So ist es möglich, die Polarität und Amplitude der gemessenen transversalen

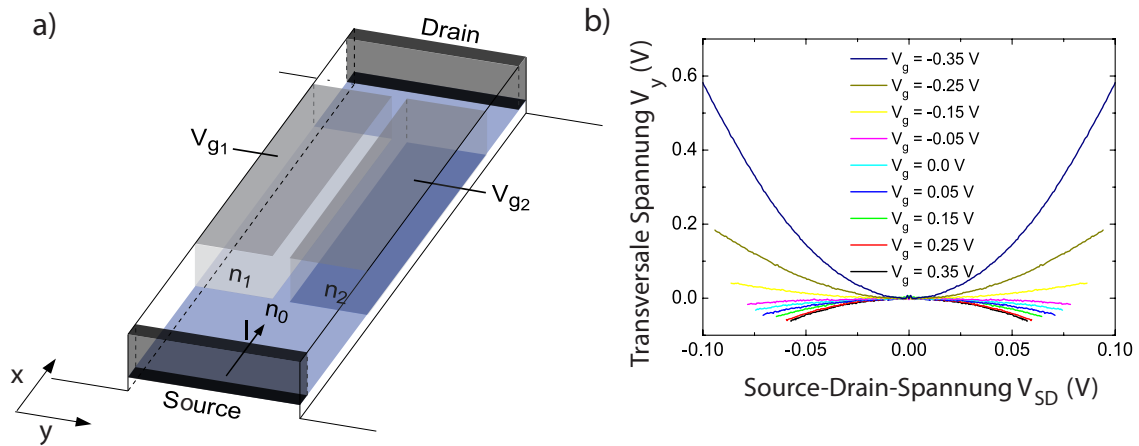


Abbildung 2.5.: a) 3D-Schema eines dichte-modulierten, ballistischen Gleichrichters. Die Ladungsträgerdichten  $n_1$  und  $n_2$  sind farblich unterschieden. b) Transversale Spannung  $V_y$  als Funktion der Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  bei 4,2 K. Das Gate 1 wird mit der Spannung  $V_g$  versorgt, Gate 2 ist geerdet (Abbildung nach [4]).

Spannung  $V_y$  durch die Gatespannungen  $V_{g1}$  und  $V_{g2}$  dieses dichte-modulierten Systems abzustimmen.

Das ballistische Verhalten der Elektronen ist auf eine große mittlere freie Weglänge angewiesen, die nur bei tiefen Temperaturen zu realisieren ist. Deshalb sind beide vorgestellten Gleichrichter nicht bei Raumtemperatur zu betreiben. Diese Problematik wird im Gleichrichter, der im nächsten Abschnitt vorgestellt wird, behoben, indem die Gleichrichtung nicht auf dem Prinzip ballistischer Elektronen beruht. Seine Funktionsweise wird aber ebenfalls durch die asymmetrische Geometrie der Probenstruktur und nicht durch das Material bestimmt. Im Gegensatz zu den vorgestellten ballistischen Gleichrichtern weist er außerdem eine 2-Punkt-Gleichrichtung auf.

### 2.4.2. Gleichrichtung durch Modulation von Verarmungszonen

Im Folgenden wird das Grundkonzept der dieser Diplomarbeit zu Grunde liegenden Probenstrukturen vorgestellt. Es beruht auf dem sogenannten „self-switching effect“, der von Song *et al.* verwendet wurde, um ein nichtlineares Bauelement zu realisieren [5]. Dieses Bauteil, das sogenannte „self-switching device“ (SSD) ist in Abbildung 2.6 als Rasterkraftmikroskopaufnahme gezeigt. Durch die maßgeschneiderte Begrenzung eines schmalen 2DEG-Kanals mittels geätzter Gräben in einer InGaAs/InP-Heterostruktur wird die Symmetrie des Kanals gebrochen. Die Herstellung ist in nur einem Ätzschritt realisierbar. Das Grundprinzip beruht auf der Modulation der effektiven Kanalbreite. Mit einer ange-

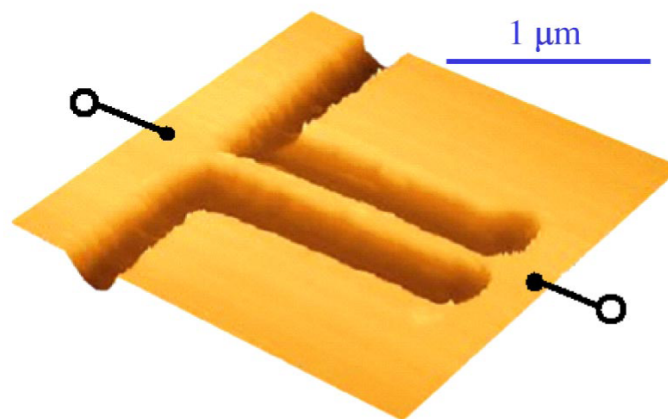


Abbildung 2.6.: Rasterkraftmikroskopaufnahme eines typischen SSDs (Abbildung nach [23]).



legten Spannung über den Kanal wird nicht nur der Potentialverlauf entlang des Kanals bestimmt, sondern auch die Größe der Verarmungszonen entlang der Ätzkanten innerhalb des Kanals. Die Polarität und Amplitude der Spannung bewirkt eine Ab- oder Zunahme der Verarmungszonen bzw. eine Zu- und Abnahme der effektiven Kanalbreite und somit ein Öffnen oder Schließen des Kanals, was einem nichtlinearen Verhalten einer Diode entspricht. Die planare Diode schaltet zwischen den Zuständen der Ladungsträgeranreicherung (Öffnen in Durchlassrichtung) und der Ladungsträgerverarmung (Schließen in Sperrrichtung) selbstständig hin und her, ohne äußere Einflüsse wie etwa ein zusätzliches Gate.

Zunächst soll nun detailliert auf das nichtlineare Diodenverhalten und dessen physikalische Ursache eingegangen werden.

Um das Öffnen und Schließen des 2DEG-Kanals zu erklären, zeigt Abbildung 2.7 die Modulation der Verarmungszonen. Gemäß Chklovskii *et al.* [17] existieren ohne angelegte Spannung an den Ätzkanten konstante Verarmungszonen der Breite

$$k_V = \frac{V_g \epsilon}{2\pi^2 n e} \quad (2.6)$$

mit der Elementarladung  $e$ , der halben Bandlücke  $V_g \approx \frac{E_g}{2e}$ , der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  und der Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$  des Materials (cgs-System)<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Bei geätzten Strukturen wird statt einer Gate-Spannung  $V_g$  der Wert der halben Bandlücke  $\frac{E_g}{2e}$  aufgrund des Pinnings der Fermi-Energie durch die Oberflächenzustände verwendet [17].

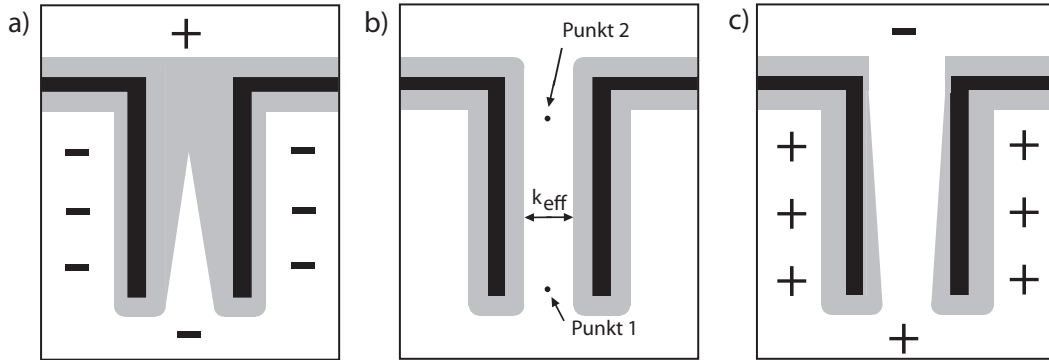


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Verarmungszonen zur Mechanismus-Erklärung des Öffnen und Schließen des Kanals. a) Geschlossener Kanal. b) Grundstellung. c) Weit geöffneter Kanal. Die dunklen L-förmigen Bereiche sind die geätzten Gräben, die sie um schließenden grauen Flächen sind die Verarmungszonen des weißen 2DEGs.

Für die Annahme, dass die Breite der Verarmungszone ohne angelegte Spannung kleiner als die halbe geometrische Kanalbreite ist, entsteht ein geöffneter 2DEG-Kanal mit einer effektiven Kanalbreite  $k_{\text{eff}}$ . Diesen Zustand zeigt Abbildung 2.7b – in der Mitte bleibt ein nicht verarmter, leitender Kanal bestehen. Bei einer Variation der Spannung und der daraus resultierenden Variation der Verarmungszonenbreite existieren nun zwei Möglichkeiten: Vergrößern sich die Verarmungszonen innerhalb des Kanals, so führt dies zu seinem Verschluss (Abb. 2.7 a). Im Gegenzug öffnet der Kanal, wenn sich die Verarmungszonen verkleinern (Abb. 2.7 c), da sich ein immer größer werdender, leitender Kanal ausbilden kann. Die Verarmungszonenbreiten variieren aufgrund der sich ändernden Potentialdifferenz  $V_{\text{diff}}$  zwischen dem Kanalinneren und den Flächen, die sich beidseitig neben den geätzten Gräben befinden (im Folgenden Seitenflächen genannt).

Reuter *et al.* [18] geben an, dass die Breite der Verarmungszone für den zweidimensionalen Fall linear von der angelegten Spannungsdifferenz abhängt:

$$k_V(V_{\text{diff}}) \propto \frac{V_{\text{diff}}}{en}, \quad (2.7)$$

wohingegen der dreidimensionale Fall eine wurzelförmige Abhängigkeit besitzt [19].

Zum leichteren Verständnis sind in der Abbildung 2.7b mit Punkt 1 und Punkt 2 exemplarisch zwei prägnante Punkte eingezeichnet. Der Punkt 1 liegt dabei annähernd auf dem selben Potential wie die Seitenflächen ( $V_{\text{diff}} \approx 0$  V), so dass eine Beeinflussung der Verarmungszonen weitestgehend entfällt. Der Punkt 2 jedoch hat die größtmögliche Potentialdifferenz mit den Seitenflächen bei einer angelegten Spannung ( $V_{\text{diff}} \approx \text{Max}$ ), so dass hier die stärkste Variation der Verarmungszonen erfolgt. Die Richtung des Potentialgefälles ist dabei ausschlaggebend, ob sich der Kanal verschließt oder öffnet. Ist der Punkt 2 im Kanal positiver als die Seitenflächen, so vergrößern sich die Verarmungszonen im Kanal (Verschluss). Ist der Punkt 2 im Kanal negativer, so verkürzen sich die Verarmungszonen im Kanal (Öffnung). Dieses Verhalten resultiert in eine ausgeprägte nichtlineare Dioden-Kennlinie.

Der exakte Potentialverlauf im Kanal selbst (zwischen Punkt 1 und Punkt 2 in Abb. 2.7) ist nicht bekannt. Laut einer Monte-Carlo-Simulation [20] ist nur für kleine Source-Drain-Spannungen von ca.  $V = \pm 0,2$  V ein linearer Verlauf gegeben. Bei höheren Spannungen (und damit verbundenen größeren, transversalen elektrischen Feldern) scheint durch die stark asymmetrische Struktur der Potentialverlauf in der Mitte des Kanals verändert zu werden. Zur Vereinfachung wird aber in dieser Arbeit, wenn keine gegenteiligen Angaben erfolgen, immer ein linearer Verlauf angenommen.

Nachdem die Funktionsweise des SSDs erläutert wurde, werden im Folgenden die Messer-

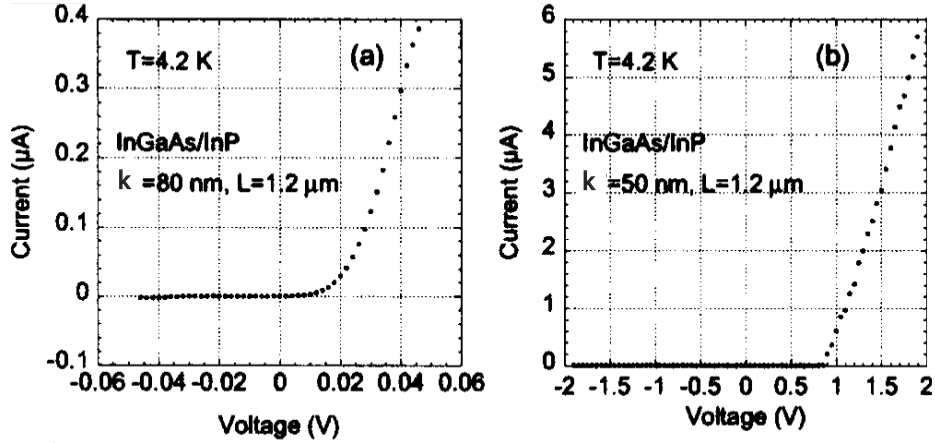


Abbildung 2.8.:  $I(V)$ -Kennlinie zweier auf InGaAs/InP basierten SSDs mit unterschiedlichen Kanalbreiten  $k$  (Abbildung nach [5]).

gebnisse von Song *et al.* vorgestellt [5].

Zwei nichtlineare Kennlinienverläufe sind als Auftragung des Stroms in Abhängigkeit der angelegten Spannung in Abbildung 2.8 gezeigt. Dabei besitzen die beiden verwendeten Probenstrukturen die typische SSD-Struktur mit zwei unterschiedlichen geometrischen 2DEG-Kanalbreiten von  $k = 80 \text{ nm}$  und  $k = 50 \text{ nm}$ . Zu sehen ist ein starker nichtlinearer Kennlinienverlauf, der für negative Spannungen einen Strom von  $I = 0 \text{ A}$  besitzt und ab einem gewissen positiven Spannungsschwellwert einen starken Anstieg des Stromes zeigt. Dabei werden für die unterschiedlichen Kanalbreiten unter sonst gleichen Parametern der Probenstruktur unterschiedliche Schwellspannungen erreicht. So ergibt sich eine Schwellspannung von weniger als  $10 \text{ mV}$  für eine Kanalbreite von  $k = 80 \text{ nm}$ , wohingegen eine Reduktion der Kanalbreite auf  $k = 50 \text{ nm}$  zu einer Schwellspannung von  $0.9 \text{ V}$  führt. Der Schwellwert kann somit über die Kanalbreite im Herstellungsprozess dieser Probenstruktur festgelegt werden, er ist jedoch im Nachhinein nicht mehr regelbar.

Ohne angelegte Spannung weisen beide SSDs einen verschlossenen und somit verarmten 2DEG-Kanal mit einer effektiven Kanalbreite von  $k_{\text{eff}} = 0 \text{ nm}$  auf. Verkürzen sich aber nun die Verarmungszonen mit Zunahme der Spannung, so erreicht der breitere Kanal mit  $k = 80 \text{ nm}$  folgerichtig bei geringerer Spannung eine effektive Kanalbreite  $k_{\text{eff}} > 0 \text{ nm}$  und somit eine Öffnung. Erst bei höheren Spannungen ist auch der schmalere Kanal mit  $k = 50 \text{ nm}$  mit  $k_{\text{eff}} > 0 \text{ nm}$  in der Lage einen Stromfluss zu zulassen.

Aktuelle Forschungsergebnisse zum SSD konnten im Jahr 2008 von Balocco *et al.* [6] erzielt werden. Durch eine Array-Schaltung mehrerer SSDs wurde der THz Betrieb mit bis

zu 2,5 THz bei Temperaturen bis zu 150 K realisiert.

Somit ist das self-switching device nicht nur eine der am einfachsten herzustellenden Dioden, sondern es ist auch ein vielversprechendes Bauteil in Hinblick auf Hochfrequenzanwendungen bis in den derzeit intensiv untersuchten Bereich der Terahertzstrahlung [5, 21, 22, 26].

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, das von Song *et al.* konzipierte und realisierte SSD in eine neu gestaltete Struktur einzubetten. Sie soll die Vorzüge – was einfache Herstellung und Diodenverhalten betrifft – weiterhin enthalten, aber zusätzlich die Durchstimmbarkeit des fertiggestellten Gleichrichters ermöglichen. Dazu werden Seiten-Gates integriert, die Einfluss auf die Modulation der Verarmungszonen und somit auf den Wert der Schwellspannung nehmen können.

## 3. Proben

### 3.1. Probenmaterial

Die in dieser Diplomarbeit verwendeten Heterostrukturen wurden von Dr. D. Reuter aus der Arbeitsgruppe um Prof. Dr. A. D. Wieck der Ruhruniversität Bochum hergestellt. Sie haben einen GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -HEMT zur Grundlage, der bereits in dem Abschnitt 2.2 ausführlich beschrieben wurde.

Die Materialsysteme wurden mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie gewachsen und können so über Material-, Schichtdicken- und Dotierungsvariationen auf die individuellen Bedürfnisse einer jeden Nanostruktur eingestellt werden.

Die Proben I und III entstammen dem Probenmaterial 12071(A) und die Proben II und

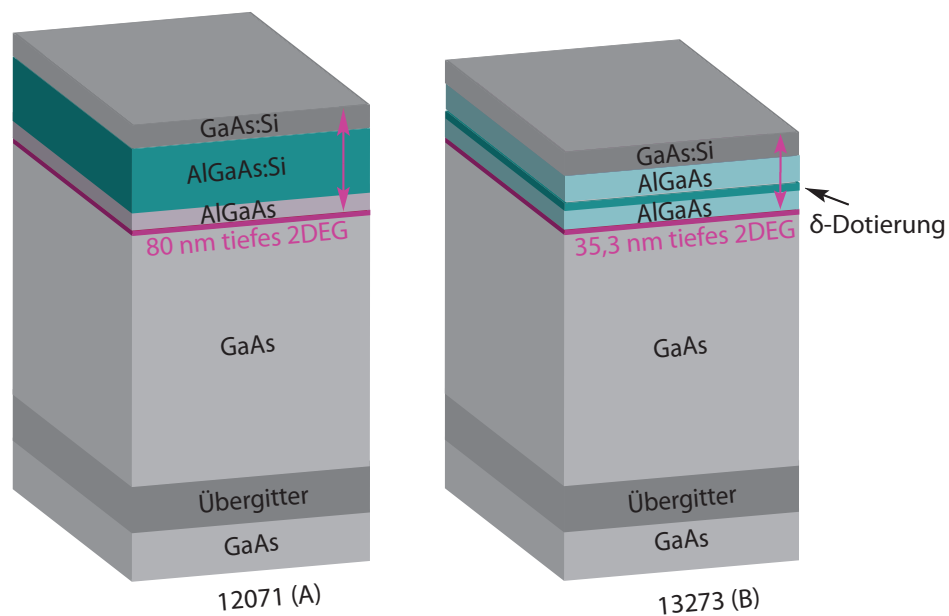


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Heterostrukturen 12071(A) und 13273(B).

IV dem Probenmaterial 13273(B) [14, 15]. Ein ausführliches Wachstumsprotokoll ist im Anhang B einsehbar. Die Abbildung 3.1 zeigt die Schichtfolge der Heterostrukturen schematisch.

Die beiden Probenmaterialien besitzen ein 2DEG in jeweils unterschiedlichen Tiefen. Das 2DEG des Probenmaterials 12071(A) liegt in einer Tiefe von  $d_A = 80$  nm, besitzt eine Beweglichkeit von  $\mu_A = 1,0 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$  und eine Elektronen-Ladungsträgerdichte von  $n_A = 3,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  bei 4,2 K. Das Probenmaterial 13273(B) hingegen hat folgende charakteristische 2DEG-Größen:  $d_B = 35$  nm,  $\mu_B = 4,4 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$  und  $n_B = 4,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  bei 4,2 K [14, 15].

## 3.2. Probengeometrie

Die verwendeten und hier vorgestellten Proben werden, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, hergestellt. Die wichtigste Struktur ist dabei die planare Diode mit Seiten-Gates. Außerdem werden zwei modifizierte Formen dieser Struktur ohne Seiten-Gates vorgestellt.

### 3.2.1. Planare Dioden-Struktur mit Seiten-Gates

Die *planare Dioden-Struktur mit Seiten-Gates* besteht aus zwei Source/Drain-Spannungskontakten und zwei seitlichen Kontaktflächen, den Seiten-Gates. Diese Struktur besitzen die Proben I und II. Die Abbildung 3.2 zeigt ihre Geometrie. Die Probenbilder sind mittels REM erzeugt und die charakteristischen Strukturgrößen (Kanalbreite  $k$ , Grabenbreite  $g$  und Kanallänge  $l$ ) ausgemessen worden. Diese Werte sind in Tabelle 3.1 aufgeführt sind. Die MESAstruktur erstreckt sich zwischen Source und Drain über eine Strecke von  $750 \mu\text{m}$  und ist über die gesamte Länge  $60 \mu\text{m}$  breit.

### 3.2.2. Planare Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates

Eine Modifikation der im vorangegangenen Abschnitt 3.2.1 vorgestellten Struktur sind die *planaren Dioden-Strukturen ohne Seiten-Gates*. Dabei ist zum Einen bei der Proben III die typische SSD-Struktur (siehe Abbildung 3.3 b) realisiert und zum Anderen bei der Probe IV die Gate-Struktur so verändert, dass die Bereiche der Seiten-Gates vollständig weggeätzt werden (siehe Abbildung 3.3 c). Ihre MESAstruktur erstreckt sich zwischen Source und Drain über eine Strecke von  $750 \mu\text{m}$  und ist über die gesamte Länge  $60 \mu\text{m}$  breit. Tabelle 3.3 listet die charakteristischen Probengrößen auf.

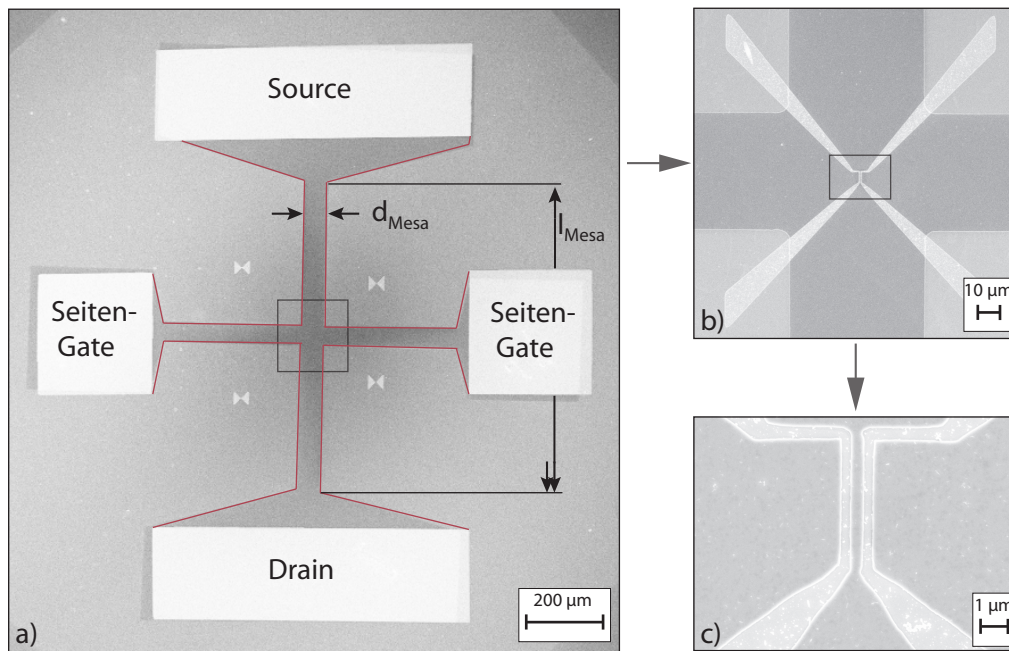


Abbildung 3.2.: Planare Dioden-Struktur mit Seiten-Gates: REM-Aufnahmen der Probe I.

a) *120-fache Vergrößerung*: Die Aufnahme zeigt die gesamte Mesastruktur. Sie hat eine Länge  $l_{Mesa}$  von  $750\ \mu\text{m}$  und eine Breite  $d_{Mesa}$  von  $60\ \mu\text{m}$ . Die roten Linien verdeutlichen die Grenze der 2DEG-Fläche. In der Bildmitte befindet sich die Nanostruktur. b) *1300-fache Vergrößerung*: Die geätzten, isolierenden Gräben (helle Bereiche) begrenzen den schmalen Kanal im 2DEG und trennen die Seiten-Gates ab. c) *26000-fache Vergrößerung*: Der ca.  $500\ \text{nm}$  breite 2DEG-Kanal ist deutlich zu erkennen.

Proben	Kanalbreite $k$ (nm)	Grabenbreite $g$ (nm)	Kanallänge $l$ ( $\mu\text{m}$ )
Struktur I	430	300	5,0
Struktur II	360	390	5,5

Tabelle 3.1.: Charakteristische Strukturgrößen für die Proben mit Seiten-Gate-Struktur: 2DEG-Kanalbreite  $k$ , geätzte Grabenbreite  $g$  und Kanallänge  $l$ .

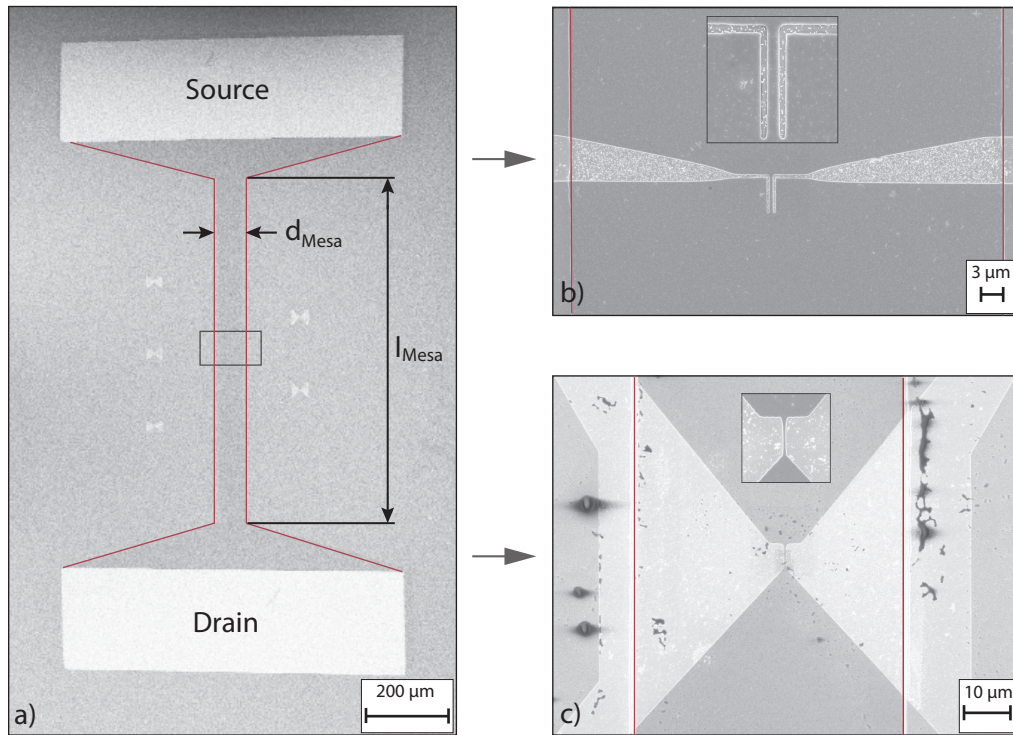


Abbildung 3.3.: Planare Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates: REM-Aufnahmen der Probe III und IV. *a) 101-fache Vergrößerung:* Die Aufnahme zeigt die gesamte Mesastruktur. Sie hat eine Länge  $l_{Mesa}$  von  $750 \mu\text{m}$  und eine Breite  $d_{Mesa}$  von  $60 \mu\text{m}$ . Die roten Linien verdeutlichen die Grenze der 2DEG-Fläche. In der Bildmitte befindet sich die Nanostruktur. *b) 5370-fache Vergrößerung:* Typische SSD-Struktur. Die geätzten, isolierenden Gräben (helle Bereiche) begrenzen den deutlich erkennbaren ca.  $500 \text{ nm}$  breiten 2DEG-Kanal (Probe III). *c) 2500-fache Vergrößerung:* Modifizierte Gate-Struktur. Auch hier ist der ca.  $500 \text{ nm}$  breite 2DEG-Kanal und die großflächige Ätzung deutlich sichtbar (Probe IV).

Proben	Kanalbreite $k$ (nm)	Grabenbreite $g$ (nm)	Kanallänge $l$ ( $\mu\text{m}$ )
Struktur III	513	310	5,3
Struktur IV	550		5,3

Tabelle 3.2.: Charakteristische Strukturgrößen für die Proben ohne Seiten-Gate-Struktur: 2DEG-Kanalbreite  $k$ , geätzte Grabenbreite  $g$  und Kanallänge  $l$ .



### 3.3. Probenpräparation

Die Probenpräparation wird in einem Reinraum der Klasse 5<sup>1</sup> der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. Dadurch wird gewährleistet, dass die Proben nicht durch Staubpartikel verunreinigen und somit eine Beschädigung der Nanostrukturen verhindert wird. Um die gewünschte Nanostruktur herzustellen, muss eine Probe mehrere Prozess-Schritte durchlaufen. Zuerst wird die Grundstruktur, die sogenannte Mesastruktur, erstellt. Sie sorgt für eine klar definierte Fläche des 2DEGs. Anschließend werden die Ohmschen Kontakte geschaffen und erst im letzten Schritt wird die eigentliche Nano-Struktur durch Plasmaätzen erzeugt. Dies wird in den folgenden Kapiteln eingehend erläutert. Die exakten Prozessierungsparameter sind im Anhang A ab Seite 83 zu finden.

#### 3.3.1. Reinigung

Ein wichtiger Schritt in der Probenpräparation ist die Probenreinigung. Jede Probe wird während ihrer Herstellung folgendermaßen mehrmals gründlich gereinigt: Zuerst wird die Probe mehrere Minuten in Aceton, dem polarsten der gängigen Lösungsmittel gelegt. Danach folgen in gleicher Weise Methanol und zum Abschluss Isopropanol, das unpolarste Lösungsmittel. Auf diese Weise wird eine möglichst geringe Schlierenbildung gewährleistet. Zusätzlich wird die Probe mit Stickstoff abgeblasen. Eventuell kann zur Reinigung auch ein Ultraschallbad genutzt werden. Da durch die Ultraschallwellen die Heterostruktur und somit das 2DEG beschädigt werden können, sollte dieses mit Vorsicht verwendet werden. Nach jedem Prozessschritt wird diese Reinigung wiederholt, um die Probe sauber zu halten und z.B. ungewünschte Lackreste zu entfernen.

#### 3.3.2. Optische Kontaktlithographie

Zur Mesaherstellung auf den Proben wird die optische Kontaktlithographie eingesetzt. Hierzu wird die Probe mit Hilfe einer Lackschleuder der Firma *B.L.E.* mit einem UV-empfindlichen Photolack bedeckt und anschließend durch einen Maskaligner von *Karl Suss*<sup>2</sup> belichtet. Dafür wird eine Maske benötigt, die im Vorfeld durch Elektronenstrahlolithographie hergestellt wurde (siehe Abschnitt 3.3.5). Sie sorgt dafür, dass nur die Bereiche belichtet werden, die anschließend im Ätzprozess abgetragen werden sollen. An den belichteten Stellen werden durch das UV-Licht des Maskaligners die Molekülketten des Lacks aufge-

---

<sup>1</sup>Nach VDI Richtlinie 2083 oder US Federal Standard 209b: Maximal 10.000 Partikel größer als 0,1  $\mu\text{m}$  in 28 l Luft.

<sup>2</sup>Gerät mit integrierter Quecksilberdampfampe ( $\lambda = 200 \text{ nm}$ ) zur Belichtung des Lackes und Positionierung von Maske und Probe.

brochen. In diesen Bereichen wird durch den Entwickler der Lack weggespült. Dadurch wird eine Begrenzung für den nasschemischen Ätzprozess geschaffen und die Mesostruktur definiert. In einem weiteren photo-lithographischen Schritt werden anschließend die Begrenzungen für die Ohmschen Kontakte erstellt und so die Probe für den Bedampfungsschritt vorbereitet (siehe Abbildung 3.4).

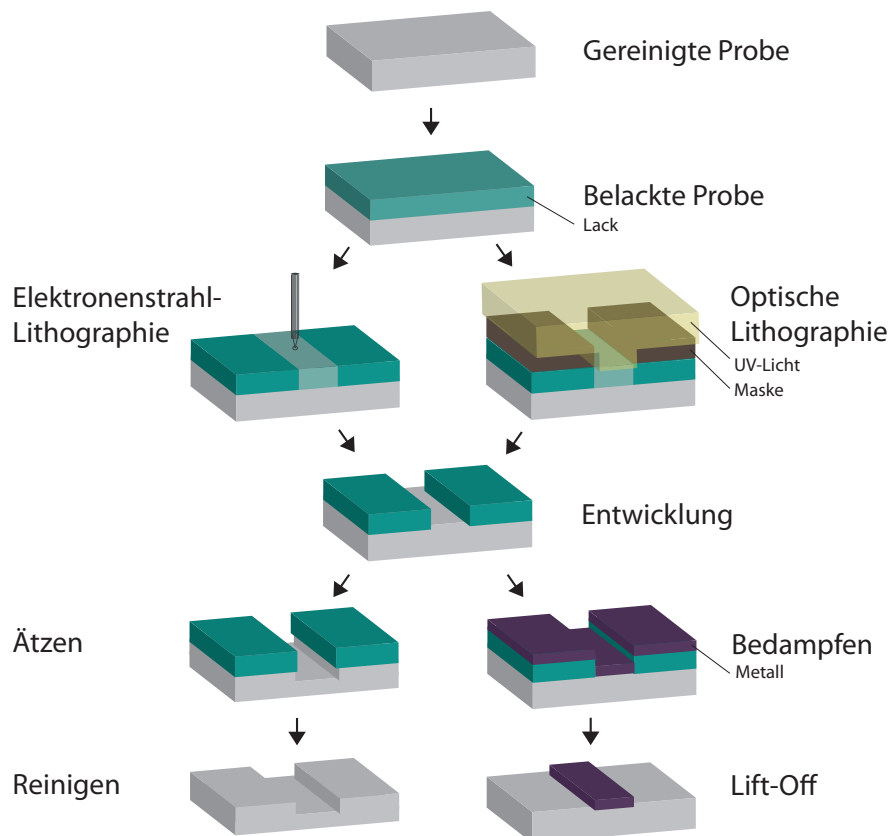


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der Prozessierungsabläufe: Nach dem Belacken der Probe existieren die Optionen der optischen oder Elektronenstrahl-Lithographie. Der Entwicklung des Lackes folgt die Ätzung (untere linke Seite) oder die Metallisierung der Probe (untere rechte Seite) mit anschließender Reinigung bzw. Lift-Off.

#### 3.3.3. Nasschemisches Ätzen

Mit Ausnahme der Mesostruktur, die durch den Photolack geschützt wird, wird eine ca. 100 nm dicke Schicht der Heterostruktur weggeätzt (siehe Abbildung 3.4 auf Seite 24). Dies

gewährleistet einen exakt definierten Bereich des 2DEGs, da bei den vorhandenen Heterostrukturen die Elektronengase nur in Tiefen von maximal 80 nm liegen. Die verwendete Ätzlösung besteht aus 94 %-iger Schwefelsäure, 31 %-igem Wasserstoffperoxid und Wasser im Verhältnis 3:1:100. Die Ätzrate beträgt ca. 1 nm/s [40].

### 3.3.4. Aufdampfen und Einlegieren

Um die Ohmschen Kontakte der Nanostruktur zu erzeugen, werden die Proben in eine Aufdampfanlage des Typs *BOC Edwards* eingeschleust. Mit der Anlage sind zwei Arten der Verdampfung möglich. Beim Elektronenstrahlverdampfen wird durch einen mit Hilfe von Magnetfeldern gelenkten und fokussierten Elektronenstrahl z.B. Titan, Nickel-Chrom oder Platin in einem Keramiktiegel verdampft. Beim thermischen Verdampfen wird durch Stromzufuhr ein Schiffchen mit z.B. Gold-Germanium oder Gold erhitzt und das Material somit verdampft. Bei dem Abscheiden der metallischen Schichten auf der Probe sind zwei Parameter von Bedeutung. Zum Einen muss der Druck in der Aufdampfanlage unterhalb von  $3 \cdot 10^{-6}$  mbar liegen, damit die aufgebrachten Schichten nicht verunreinigt werden. Zum Anderen wird auf eine konstante Aufdampftrate geachtet, damit ein homogenes Schichtwachstum gewährleistet werden kann. Für die Herstellung der Ohmschen Kontakte wird bei diesen Heterostrukturen zuerst eine dünne, ca. 10 nm dicke Schicht Nickel als Haftvermittler aufgedampft und anschließend eine Gold/Germanium-Schicht, deren Dicke auf die Tiefe des 2DEG abgestimmt wird. Die Dicke der AuGe-Schicht entspricht der Tiefe des 2DEG. Zum Schluss wird eine 50 nm dicke Schicht Gold als Kontaktierungsfläche aufgebracht. Nach dem Bedampfen folgt der Lift-Off. Ähnlich wie in den Reinigungsschritten werden unter Zuhilfenahme des Lösungsmittels Aceton die Lackschicht und die sich darauf befindenden, aufgedampften Metallschichten entfernt. Somit bleiben nur die Flächen für die Ohmschen Kontakte erhalten. Danach wird durch Einlegierung ein Kontakt zwischen Goldoberfläche und 2DEG hergestellt.

Dies geschieht durch schrittweise Erwärmung der Probe auf einer Heizplatte unter einer Schutzgasatmosphäre<sup>3</sup>. Durch Temperaturen bis zu 450 °C können die Germanium-Atome der aufgedampften AuGe-Schicht (88% Au, 12%Ge) in die GaAs-Schicht der Heterostruktur diffundieren und dort einen Austausch der Gallium-Atome bewirken. Die Germanium-Atome wirken als Donatoren und bei einer Dotierungsdichte von ca.  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  wird eine leitfähige Verbindung zwischen Goldoberfläche und 2DEG geschaffen [36].

---

<sup>3</sup>Schutzgas Arcal 15: 94% Ar und 6% H<sub>2</sub>

#### 3.3.5. Elektronenstrahlolithographie

Um die eigentliche Nanostruktur zu erzeugen, wird die Elektronenstrahlolithographie (EBL)<sup>4</sup> verwendet, da die optische Lithographie nur ein durch die Wellenlänge des genutzten Lichtes begrenztes Auflösungsvermögen von max. 1  $\mu\text{m}$  besitzt. Die in dieser Diplomarbeit untersuchten Strukturen liegen jedoch in Größenordnungen von einigen hundert Nanometern. Mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) *LEO 1530* von *Zeiss* kann bei Schreibvorgängen eine Auflösung von 10 nm erreicht werden. Integriert in das REM sind die Schreibeinheit der Firma Raith mit der Schreib-Software ElphyPlus, deren Rasterschrittweite bei den Schreibvorgängen das eigentliche Auflösungsvermögen des REMs von 2 nm (bei Lesevorgängen) auf 10 nm beschränkt. Bei der EBL wird mit einem elektronensensitiven Lack gearbeitet. Er wird mit der oben erwähnten Lackschleuder aufgebracht. Mit Hilfe des Elektronenstrahls wird die Probe beschrieben, wobei die belichteten Bereiche des Lackes im Entwicklungsschritt entfernt und die darunter liegenden Bereiche der Heterostruktur durch den anschließenden Plasma-Ätzprozess abgetragen werden.

Die Maske für die optische Kontakt-Lithographie wird ebenfalls mittels EBL hergestellt. Als Maskenmaterial dient ein Quarzsubstrat, welches mit einer dünnen Chromschicht bedeckt ist. Die beschichtete Seite wird mit einem geeigneten Lack mittels Lackschleuder bedeckt und die gewünschten Maskenstrukturen werden geschrieben. Nach der Entwicklung des Lackes folgt ein Ätzprozess, bei dem die Chrombeschichtung an den beschriebenen Stellen heraus gelöst wird. Ausschließlich diese Stellen sind durchlässig für das UV-Licht des Maskaligners.

#### 3.3.6. Plasmaätzen

Zum Ätzen der Gräben wird eine Plasmaanlage *Plasmalab System 100* der Firma *Oxford* eingesetzt. Durch das aus Tetrachlorsilan ( $\text{SiCl}_4$ ) und Argon entstehende Plasma wird eine Ätzrate von ca. 150  $\frac{\text{nm}}{\text{min}}$  erreicht.

Das stark anisotrope, reaktive Ionenätzen gewährleistet nahezu senkrechte Kanten im Ätzprofil. Dies ist für die Proben von großer Wichtigkeit, da so die Breite des Kanals an der Oberfläche der Heterostruktur in sehr guter Näherung mit der Breite des 2DEG-Kanals in tieferen Schichten übereinstimmt. Jedoch besteht die Möglichkeit, dass der starke Ionenbeschuss zu einer Schädigung der Randbereiche des 2DEGs geführt hat. Für eine ausführliche Beschreibungen zu unterschiedlichen Ätzvorgängen sei zum Beispiel auf die Dissertation von S. Beyer verwiesen [42].

---

<sup>4</sup>engl.: electron beam lithography

### 3.3.7. Erste Charakterisierung

Nachdem die Probenstruktur durch das Plasmaätzen geschaffen wurde, folgt die Kontrolle durch Betrachtung mittels REM. Dabei werden die Nanostrukturen vermessen und mögliche Defekte erkannt. Außerdem wird mit dem Spitzenmessplatz eine erste Charakterisierung der Proben durchgeführt. Genügt die Struktur allen Anforderungen, wird die Probe mit tieftemperaturgeeignetem Leitsilber auf dem Probenträger fixiert und mit Hilfe eines Wedge-Bonders werden die Ohmschen Kontakte mit den Kontaktflächen des Probenträgers verdrahtet (Draht:  $Al_{0,99}Si_{0,01}$ ). Somit kann die Probe über die Außenflächen des Probenträgers kontaktiert und zudem problemlos in den Probenstab ein- und ausgebaut werden (siehe Abbildung 3.5).

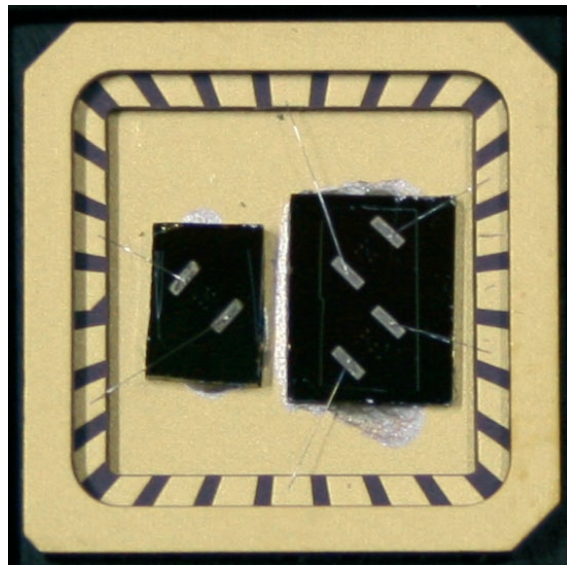


Abbildung 3.5.: Gebondete Proben im Probenträger.



## 4. Messmethoden

### 4.1. Tieftemperatur-Messplatz: Der $^4\text{He}$ -Badkryostat

Ein Abkühlen der Proben auf bis zu 4,2 Kelvin gewährleistet die Existenz einer sehr geringen Anzahl an Phononen, da sie in diesem Temperaturbereich nahezu ausgefroren sind. Die verwendeten Heterostrukturen weisen eine sehr hohe kristalline Qualität auf, so dass die Phononenstreuung den dominierenden Streuprozess darstellt. Somit ist bei tiefen Temperaturen ein nahezu ungestörter Transport der Ladungsträger im 2DEG möglich.

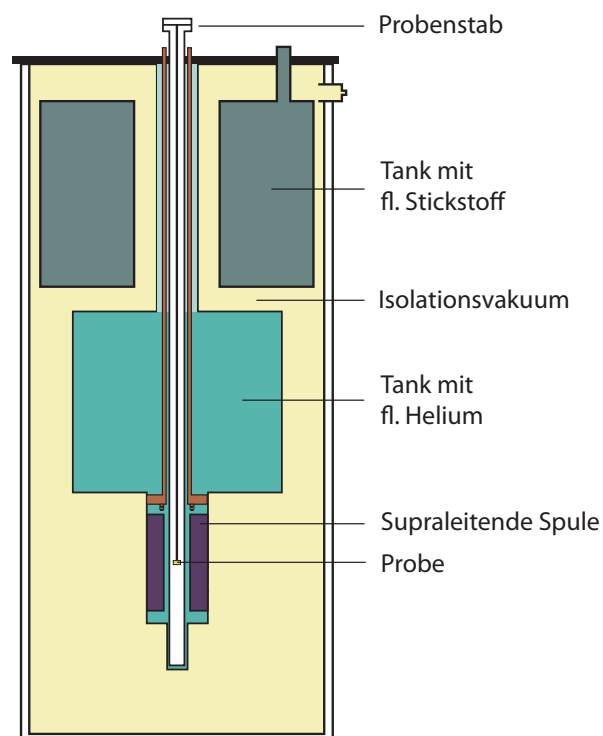


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des  $^4\text{He}$ -Badkryostat mit Probenstab. Der Probe kann durch das flüssige Helium auf 4,2 K abgekühlt und durch die supraleitende Spule zusätzlich unter Magnetfeldeinflüssen vermessen werden.

Um dies zu realisieren wird ein mit flüssigem Helium ( $^4\text{He}$ ) gekühlter *ST-STEEL*-Kryostat der Firma *Cryogenic LTD* verwendet. Der Helium-Tank bildet den Kern dieser Anlage. Als zusätzliches thermisches Isolationsschild ist ein Tank mit flüssigem Stickstoff vorhanden. Ein Isolationsvakuum schirmt diese beiden Tanks zur Raumtemperatur hin ab. Zusätzlich sorgen Strahlungsschilde für einen geringen Kälteverlust. Der Probenstab mitsamt eingebauter Probe wird in den Helium-Tank des Kryostaten eingeführt. Nach Einstellen des thermischen Gleichgewichts befindet sich die Probe bei einer Temperatur von 4,2 Kelvin, dem Siedepunkt von Helium. Zudem befindet sich im Kryostat eine supraleitende Spule, die über eine externe Spannungsquelle angesteuert und Magnetfelder bis zu 12 Tesla erzeugen kann. Eine schematische Darstellung des Kryostaten findet sich in Abbildung 4.1. Der Probenstab besteht aus einem ca. 1,5 m langen Rohr, in dessen unterem Ende die Probe eingebaut ist. Sie ist durch elektrische Leitungen mit dem oberen Ende verbunden, die nach außen mit BNC-Anschlüssen versehen sind. Für den Abkühlvorgang wird der Probenstab zunächst mit einer Drehschieberpumpe abgepumpt und anschließend mit Kontaktgas (Helium) gefüllt.

### 4.2. Messaufbau

Die Proben werden im Probenstab unter permanenter Kühlung auf 4,2 K in unterschiedlichen Messaufbauten vermessen. Die Messungen werden durch GBIP-Schnittstellen mit dem PC unter Zuhilfenahme des Mess-Programms LabView durchgeführt. Alle Verkabelungen werden mit BNC-Kabeln vorgenommen. Die Maximal-Source-Drain-Ströme durch den Kanal sind auf  $I_{SD} = \pm 40 \mu\text{A}$  begrenzt, die dazugehörigen Maximal-Source-Drain-Spannungen liegen in Abhängigkeit der Probe zwischen  $V_{SD} = \pm 1 \text{ V}$  bis  $V_{SD} = \pm 5,5 \text{ V}$ . Im Folgenden werden die beiden genutzten Aufbauten vorgestellt.

#### 4.2.1. $I_{SD}(V_{SD}, V_G)$ -Kennlinien

Der Messaufbau der Diodenstrukturen mit Seiten-Gates wird aus Abbildung 4.2 ersichtlich. Der Source-Kontakt wird durch die Source-Measure-Unit (SMU) des Typs *Keithley 2400* mit der Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  versorgt und dabei der Source-Drain-Strom  $I_{SD}$  ausgelesen. Der Drain-Kontakt wird über einen Kurzschluss mit dem Außenleiter geerdet; der Kryostat ist ebenfalls geerdet. Zusätzlich sind die beiden Seiten-Gates an die steuerbare DC-Spannungsquelle *Yokogawa 7651* angeschlossen, so dass sich die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  variieren lassen. Die Geräte sind über einer GBIP-Schnittstelle mit



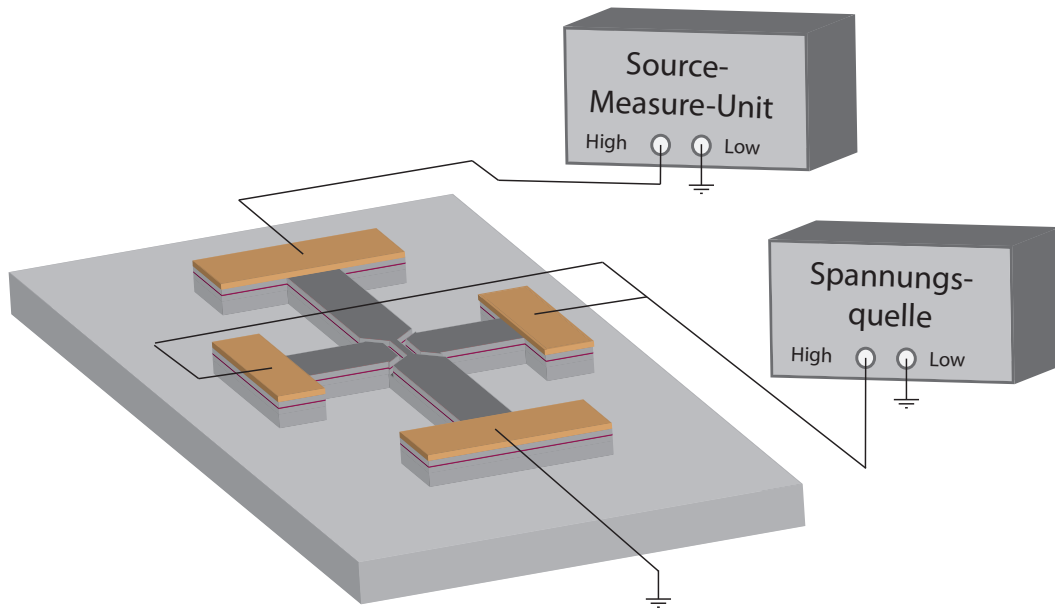


Abbildung 4.2.: Messaufbau zur Aufnahme von  $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ ,  $V_G$ ) -Kennlinien. Die SMU gibt die Spannung  $V_{SD}$  aus und misst den Strom  $I_{SD}$ . Die Spannungsquelle versorgt die Seiten-Gates mit der Spannung  $V_G$ .

einem PC verbunden. So werden computergesteuert die  $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ )-Kennlinien der Probe in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  aufgenommen (2-Punkt Messung). Die Low-Eingänge der Geräte liegen auf Erdpotential und somit werden alle Potentiale gegenüber Erde (Drain) gemessen. Die  $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ )-Kennlinien der Nanostrukturen ohne Seiten-Gates lassen sich in gleicher Weise messen, nur dass hierbei die Variation der Seiten-Gate-Spannung entfällt. Außerdem wird die supraleitende Spule benutzt, um die Kennlinien zusätzlich in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $B$  mit bis zu 10 Tesla aufzunehmen.

Es können zusammenfassend folgende Messungen durchgeführt werden:

- $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ ,  $V_G$ ) -Kennlinien in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannungen
- $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ ) -Kennlinien (Proben ohne Seiten-Gates)
- $I_{SD}$  ( $V_{SD}$ ,  $V_G$ ) -Kennlinien in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes  $B$

#### 4.2.2. Frequenzabhängigkeit des Gleichrichters

Die Bestimmung der Frequenzabhängigkeit des gleichrichtenden Verhaltens der Proben wird durch den Messaufbau in Abbildung 4.3 realisiert. Hierzu wird statt der SMU ein Frequenzgenerator (max. 25 MHz) eingesetzt. Zur Detektion des Ausgangssignals wird mit einem Oszilloskop (max. 200 mV) der Spannungsabfall über einen Widerstand von 9,97 k $\Omega$  gemessen. Die Seiten-Gates werden wiederum an die steuerbare Spannungsquelle *Yokogawa 7651* angeschlossen.

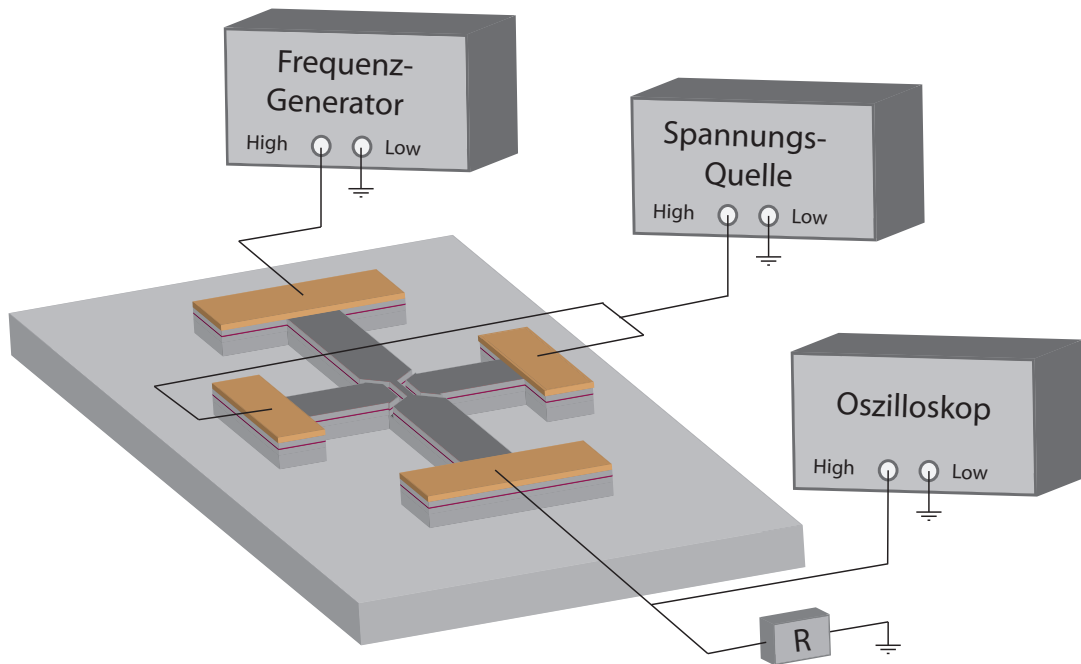


Abbildung 4.3.: Messaufbau zur Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Gleichrichtung. Die Spannungsquelle versorgt die Seiten-Gates mit der Spannung  $V_G$ . Der Frequenzgenerator gibt die Spannung  $V_{SD}$  aus und das Oszilloskop liest den Spannungsabfall  $V_A$  über den Widerstand  $R$  aus.

## 5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse der Messungen an den in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 vorgestellten Proben werden in den folgenden Abschnitten präsentiert und diskutiert.

Die untersuchten Proben werden in Abschnitt 5.1 hinsichtlich ihrer Ladungsträgerdichte und Kanalbreite mittels einer Magnetfeldabhängigkeit des Zwei-Punkt-Widerstandes charakterisiert. Danach wird in Abschnitt 5.2 das gleichrichtende Verhalten der Probenstruktur ohne Seiten-Gates, wie bereits von Song *et al.* [5] gezeigt, untersucht, um dessen Ergebnisse reproduzieren zu können. Es folgt in den Abschnitten 5.3 und 5.4 die Vorstellung des steuerbaren Gleichrichters und die Interpretation seines Kennlinienverlaufs. Seine Reproduzierbarkeit wird in Abschnitt 5.5 gezeigt und sein Frequenzverhalten in Abschnitt 5.6 untersucht.

### 5.1. Charakterisierung

#### 5.1.1. Ladungsträgerdichte im 2DEG

Die Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$  des Probenmaterials 12071 wird in diesem Abschnitt mittels einer magnetfeldabhängigen Messung des 2-Punkt-Widerstandes ermittelt. Hierzu wird an der Probe I (siehe Abb. 3.2 in Abschnitt 3.2) bei einer konstant eingestellten Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  der Strom  $I_{SD}$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $B$  gemessen. So ist es möglich eine Widerstands-Magnetfeld Charakteristik aufzunehmen. Die Geschwindigkeit für das Durchfahren des Magnetfeldes  $B$  beträgt 0,05 T/s. Die Seiten-Gates dieser planaren Diode haben für die Bestimmung der Ladungsträgerdichte  $n$  keine Bedeutung. Damit die Seiten-Gates aber nicht ein undefiniertes Potential besitzen, werden sie auf einer konstanten Seiten-Gate-Spannung mit  $V_G = 0$  V gegenüber dem Erdpotential gehalten.

In Abbildung 5.1 ist exemplarisch für eine konstante Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = -0,1$  V ein Widerstands-Verlauf  $R_{SD}$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $B$  aufgetragen. Dabei berechnet sich der Widerstand  $R_{SD}$  über das Verhältnis von Source-Drain-Spannung

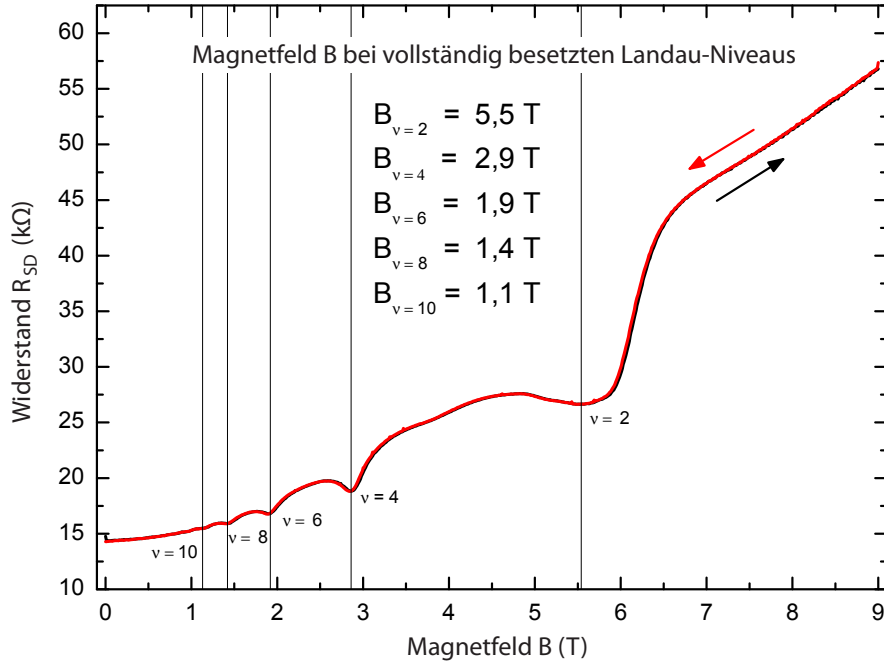


Abbildung 5.1.: Auftragung des Widerstandes  $R_{SD}$  über das Magnetfeld  $B$  für eine konstante Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = -0,1$  V. Durch die lokalen Extremalwerte im Widerstandsverlauf werden die zu den Füllfaktoren  $\nu$  gehörenden Magnetfelder  $B$  identifiziert. Die schwarze Messkurve wurde für ein ansteigendes, die rote Messkurve für ein abfallendes Magnetfeld aufgenommen.

$V_{SD}$  durch Source-Drain-Strom  $I_{SD}$ , wobei der Strom  $I_{SD}$  die Messgröße darstellt. Für die Source-Drain-Spannungen von  $V_{SD} = -0,01$  V,  $V_{SD} = +0,01$  V und  $V_{SD} = +0,1$  V werden diese Messungen ebenfalls durchgeführt, wobei diese Ergebnisse nahezu identisch und in Anhang C in der Abbildung C.1 zu finden sind.

Durch die Bewegungseinschränkung der Elektronen auf 2 Dimensionen ergibt sich, wie in Kapitel 2 in Gleichung (2.5) vorgestellt, ohne Magnetfeld eine konstante Zustandsdichte des Systems über den gesamten Bereich der besetzten Energiezustände. Durch Einschalten eines Magnetfeldes wird die konstante Zustandsdichte in hochgradig entartete Landau-Niveaus aufgespalten<sup>1</sup>. Die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus bezeichnet man

<sup>1</sup>Für eine ausführliche Beschreibung und Betrachtung des 2DEGs im Magnetfeld sei auf Ref. [7, 8, 10] verwiesen.

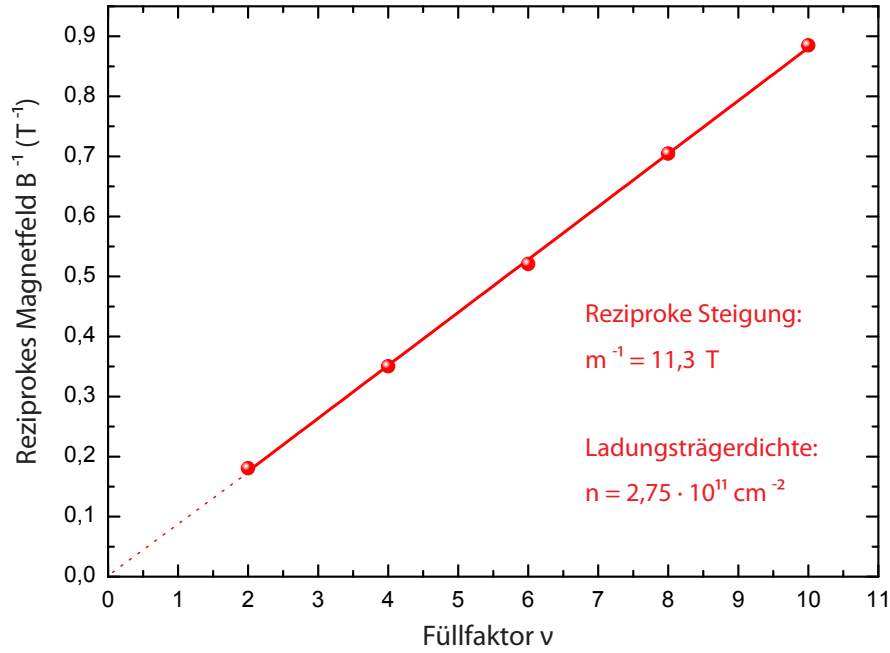


Abbildung 5.2.: Landau-Auftragung: Reziprokes Magnetfeld  $B^{-1}$  über Füllfaktor  $\nu$  für die konstante Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = -0,1$  V. Aus der Steigung der Regressionsgeraden kann die Elektronen-Ladungsträgerkonzentration gemäß Gleichung (5.1) ermittelt werden.

als Füllfaktor  $\nu$ . Landau-Niveaus aufgespalten<sup>2</sup>. Die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus bezeichnet man als Füllfaktor  $\nu$ . Die Elektronendichte  $n$  in Abhängigkeit des Füllfaktors  $\nu$  und des Magnetfeldes  $B$  ist nach Ref. [7] gegeben durch:

$$n = \frac{e}{h} \cdot B \nu. \quad (5.1)$$

Somit kann bei bekanntem Füllfaktor  $\nu$  und dem zugehörigen Magnetfeld  $B$  die Ladungsträgerdichte  $n$  der Probe experimentell bestimmt werden. Die in Abbildung 5.1 gezeigte Messung liefert die Füllfaktoren  $\nu$  mit zugehörigem Magnetfeld  $B$ . Es ist deutlich eine Oszillation in dem Widerstandsverhalten zu erkennen. Die Auftragung zeigt allerdings keine typische Shubnikov-de-Haas-Oszillation oder Hall-Plateaus (siehe [10]), sondern es scheint eine Mischung aus beiden Messungen zu sein. Auf Grund der 2-Punkt-Geometrie und insbesondere der verwendeten, schlecht definierten Probengeometrie sind die Quer- und Längswiderstände nicht getrennt voneinander messbar. Dies wäre nur in einer 4-Punkt-

<sup>2</sup>Für eine ausführliche Beschreibung und Betrachtung des 2DEGs im Magnetfeld sei auf Ref. [7, 8, 10] verwiesen.

Messung und einer genauer definierten Probengeometrie möglich. Für die Bestimmung der Ladungsträgerdichte  $n$  ist die Messung in Abbildung 5.1 gut geeignet.

Jedes lokale Minimum in Abbildung 5.1 zeigt die komplette Besetzung aller Landau-Niveaus unterhalb der Fermi-Energie an. An diesen charakteristischen Punkten im Messverlauf werden die Wertepaare Füllfaktor-Magnetfeld bestimmt. Es wird die Mittelung des Magnetfeldwertes  $B$  für den ansteigenden und abfallenden Fall für die jeweiligen Füllfaktoren  $\nu$  vorgenommen. Diese Werte werden in Abbildung 5.2 als Landau-Auftragung dargestellt, die das reziproke Magnetfeld  $B^{-1}$  über den zugehörigen Füllfaktor  $\nu$  zeigt. Die Abbildung C.2 zeigt die Auftragung für die vier verschiedenen Source-Drain-Spannungen. Aus der Steigung  $m$  der Regressionsgeraden durch die Messpunkte kann der Faktor:

$$m^{-1} = B \nu \quad (5.2)$$

bestimmt werden und somit die Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$  nach Gleichung 5.1. Es ergibt sich eine Elektronen-Ladungsträgerdichte von  $n = 2,75 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  für die vorgestellte Messung mit der konstanten Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = -0,1 \text{ V}$ . Tabelle 5.1 listet für alle Source-Drain-Spannungs-Fälle die ermittelten Ladungsträgerdichten  $n$  auf. Es ergibt sich ein Mittelwert von  $n = 2,77 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  mit einer Messunsicherheit von  $\Delta s_n = 0,04 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (Standardabweichung). Dieser Wert liegt etwas unterhalb des Wertes  $n = 3,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , der in dem Wachstumsprotokoll [14] angegeben ist. Die korrigierte Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$  wird ebenfalls durch Messungen von C. Notthoff [39] unter Verwendung des gleichen Probenmaterials bestätigt, so dass allen nachfolgenden Berechnungen der experimentell bestimmte Wert dieser Messung zu Grunde gelegt wird.

Source-Drain-Spannung $V_{SD} \text{ (V)}$	Ladungsträgerdichte $n \text{ (} 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{)}$
- 0,10	2,75
- 0,01	2,74
+ 0,01	2,84
+ 0,10	2,76

Tabelle 5.1.: Experimentell bestimmte Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$ .

### 5.1.2. Kanalbreite

#### Geometrische Kanalbreite

Mit einer 2-Punkt-Widerstands-Messung im Magnetfeld ist es möglich die geometrische Kanalbreite nach Thornton *et al.* [43] zu ermitteln, um die mittels REM bestimmte geometrische Kanalbreite zu bestätigen. Dafür wird bei einem konstanten Source-Drain-Strom  $I_{SD} = 2 \mu A$  die Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  der Probe I in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $B$  gemessen. Um sicher zu stellen, dass die Seiten-Gates dieser planaren Diode den kleinstmöglichen Einfluss auf die Messung nehmen, werden sie auf eine konstante Seiten-Gate-Spannung von  $V_G = 0$  V gegenüber dem Erdpotential gelegt. Das Magnetfeld  $B$  wird von 0 T bis 0,5 T mit einer sehr geringen Geschwindigkeit von 0,01 T/s durchgefahen. Abbildung 5.3 zeigt die graphische Auftragung des Widerstandes  $R_{SD}$  über das Magnetfeld  $B$  (schwarze Linie). Der Widerstand  $R_{SD}$  ist aus dem Verhältnis des magnetfeldabhängigen Spannungswertes  $V_{SD}$  zu dem konstanten Stromwert  $I_{SD}$  berechnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Messwertauftragung um den Wert  $B = 0,28$  T einen Wendepunkt aufweist. Unter der Annahme, dass außer dem Kanalwiderstand  $R_{Kanal}$  noch andere Wi-

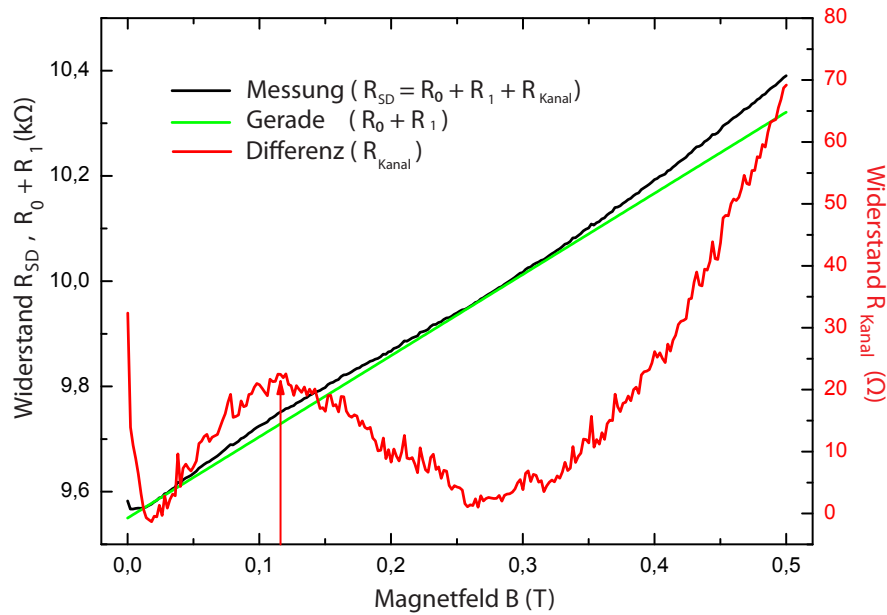


Abbildung 5.3.: Widerstand  $R_{SD}$  als Funktion des Magnetfeldes  $B$  (schwarz). Der Widerstand  $R_{Kanal}$  (rot) ist die Differenz aus der Messung von  $R_{SD}$  und  $R_0 + R_1$  (grün). Der lokale Maximalwert des Widerstandes  $R_{Kanal}$  befindet sich bei  $B_{max} = 0,116$  T.

derstände wie z. B. Kontaktwiderstände der Probe  $R_0$  und der Widerstand des restlichen 2DEGs  $R_1$  existieren, ergibt sich unter der Annahme einer seriellen Schaltung folgender Zusammenhang:

$$R_{SD} = R_{Kanal} + R_0 + R_1. \quad (5.3)$$

Dabei wird angenommen, dass der Widerstand  $R_0 + R_1$  annähernd linear vom Magnetfeld abhängig ist, wohingegen der Widerstand  $R_{Kanal}$  eine komplexere Abhängigkeit besitzt. Deshalb wird von den gemessenen Werten der konstant ansteigende Widerstand (grüne Gerade<sup>3</sup> in Abbildung 5.3) abgezogen und man erhält als Differenz den Widerstands-Anteil  $R_{Kanal}$ . Dieser Anteil ist im Folgenden relevant.

Laut Thornton et al. [43] wird der Widerstand  $R_{Kanal}$  maximal, wenn die geometrische Kanalbreite  $k_{Thornton}$  folgenden Bezug zum Zyklotronradius besitzt:

$$k_{Thornton} = 0,55 \cdot R_C. \quad (5.4)$$

Daraus ergibt sich mit dem Zyklotronradius  $R_C = \frac{\hbar k_F}{e B}$  an der Stelle  $B = B_{max}$  des lokalen Widerstandsmaxima und dem Fermiwellenvektor  $k_F = \sqrt{2\pi n}$  folgenden Beziehung:

$$k_{Thornton} = 0,55 \cdot \frac{\hbar \sqrt{2\pi n}}{B_{max} e}. \quad (5.5)$$

Der Faktor 0,55 ist ein empirisches Maß, das die elektronische Größe  $R_C$ , der Zyklotronradius, mit der geometrischen Kanalbreite  $k_{Thornton}$  identifiziert.

In unserem Fall ergibt sich aus der Abbildung 5.3 ein Magnetfeld  $B_{max} = 0,116$  T. Daraus folgt mit Gleichung (5.5) und der Ladungsträgerdichte  $n = 2,77 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  eine Kanalbreite von  $k_{Thornton} = 411$  nm. Berücksichtigt man die Fehlerfortpflanzung durch die Werte der Ladungsträgerdichte  $n$  mit  $\Delta s_n = 0,04 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und der Ableseungenauigkeit bei der Bestimmung des Magnetfeldes  $B$  mit  $\Delta s_B = 0,003$  T, so ergibt sich eine Unsicherheit für die Kanalbreite  $k_{Thornton}$  von  $\Delta s_k = 14$  nm.

Dies wird mit der durch die Lithographie definierten und mittels REM ausgemessenen Kanalbreite (siehe Tabelle 3.1 Probe I) von  $k = 430$  nm verglichen. Ihre Größengenauigkeit wird weniger durch das Auflösungsvermögen des REMs (2 nm) vorgegeben, sondern vielmehr durch eine Kantenrauigkeit des Kanals von mindestens  $\Delta s_k = 10$  nm bestimmt. Aufgrund dieser Abschätzungen kann davon ausgegangen werden, dass die mittels REM bestimmten Kanalgrößen eine sehr gute Näherung der nach Gleichung (5.5) bestimmten Kanalgrößen sind.

---

<sup>3</sup>Gerade durch die Punkte  $R_{SD}(B = 0)$  und  $R_{SD}(B = \text{Wendepunkt})$ .



### Effektive Kanalbreite

Um jedoch die effektiven Kanalbreiten der Proben zu ermitteln, müssen von dem bestätigten, gemessenen Wert der geometrischen Kanalbreite die Verarmungszonen des 2DEGs subtrahiert werden. Diese bilden sich an den geätzten Kanten des Kanals aus.

Laut Gleichung (2.6) aus Abschnitt 2.4.2 existieren ohne angelegte Spannung an den Ätzkanten Verarmungszonen der Breite

$$k_V = \frac{V_g \epsilon}{2\pi^2 n e}$$

mit der halben Bandlücke von GaAs  $V_g \approx \frac{E_g}{2e} = 0,75$  V, der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = 13$ , der Elektronen-Ladungsträgerdichte  $n$  und der Elementarladung  $e$  (cgs-System).

Daraus ergibt sich für das Probenmaterial 12071 mit der korrigierten Ladungsträgerdichte von  $n = 2,77 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  an beiden Seiten des 2DEG-Kanals eine Verarmungszone der Breite  $k_V = 122$  nm. Die Probe I besitzt somit eine effektive Kanalbreite von  $k_{\text{eff}} = 186$  nm. Dieses Ergebnis zeigt eine Verringerung von über 55 % zur mittels REM vermessenen geometrischen Kanalbreite von  $k = 430$  nm.

Bestimmt man die Verarmungszone nach Gleichung (2.6) ebenfalls für das Probenmaterial 13237 mit der Elektronen-Ladungsträgerdichte von  $n = 4,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , so erhält man eine Verarmungszonenbreite von  $k_V = 70$  nm.

In der Tabelle 5.4 sind die resultierenden, effektiven Kanalbreiten  $k_{\text{eff}}$  für alle verwendeten Proben aufgelistet. Es zeigt sich, dass die effektiven Kanalbreiten im Vergleich zu den geometrischen Kanalbreiten stark verkürzt sind. Sie sind aber für das elektronische Verhalten relevant und werden im Folgenden verwendet werden.

Proben	Kanalbreite $k_{\text{eff}}$ (nm)	Proben	Kanalbreite $k_{\text{eff}}$ (nm)
Struktur I	186	Struktur III	269
Struktur II	220	Struktur IV	428

Abbildung 5.4.: Effektive Kanalbreiten  $k_{\text{eff}}$  der Proben mit Seiten-Gatestruktur (links) und ohne Seiten-Gate-Struktur (rechts) nach [17], wobei die Strukturen I und III aus dem Material 12071, die Strukturen II und IV aus dem Material 13273 bestehen.

## 5.2. Gleichrichter in SSD-Struktur

Im Abschnitt 2.4.2 wurde die SSD-Struktur ohne Seiten-Gates von Song *et al.* [5] vorgestellt. Im folgenden Abschnitt 5.2 sollen einerseits die ersten Ergebnisse einer nahezu identischen Probenstruktur, die während dieser Diplomarbeit hergestellt wurde, vorgestellt werden. Andererseits sollen die Ergebnisse mit denen von Song *et al.* verglichen und detaillierter beschrieben werden.

In Abschnitt 5.3 folgen dann die neuen Ergebnisse der Probenstrukturen mit Seiten-Gates, die über die von Song *et al.* veröffentlichten Arbeiten hinausgehen.

Die SSD-Struktur wurde in der Probe III (siehe Abb. 3.3 in Abschnitt 3.2) realisiert. An dieser planaren Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates werden Messungen zur Aufnahme von  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien durchgeführt. Im Folgenden wird immer nur der Betrag des Stromwertes genannt. Die Widerstände werden aus der Steigung einer Regressionsgeraden in dem jeweiligen Kennlinien-Bereich berechnet. Somit werden keine absoluten Widerstände ermittelt, sondern vielmehr differentielle Widerstände  $dR$ , die über ein Spannungsintervall gemittelt sind.

Abbildung 5.5 zeigt den Source-Drain-Spannungs-Bereich  $V_{SD} = \pm 1$  V der aufgenommenen  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie für die Probe III. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei positiven Spannungen die Probe ein Sperrverhalten zeigt (Bereich A Abb. 5.5), wohingegen beim Übergang zu kleinen negativen Spannungen der Strom weiterhin ansteigt (Bereich B Abb. 5.5).

In Sperrrichtung (Bereich A) ist der Strom nicht verschwindend gering, sondern er beträgt für eine angelegte Spannung von  $V_{SD} = -1,0$  V  $I_A = 19,9$   $\mu$ A. Der differentielle Widerstand der Probe erreicht hier einen Wert von  $dR_A = 412$  k $\Omega$ . Im Durchlassbereich (Bereich B) existiert mit einem Wert von  $dR_B = 3$  k $\Omega$  der kleinste differentielle Widerstand. Der Kanal ist geöffnet.

In dem Bereich C wird eine weitere Veränderung der Kennlinie erkennbar. Der Kanal erhöht hier seinen differentiellen Widerstand auf  $dR_C = 56$  k $\Omega$  und erlangt eine Stromstärke von  $I_C = 36,5$   $\mu$ A bei  $V_{SD} = +1,0$  V. Die eigentlich erwartete (siehe Abb. 5.5), weiterhin bestehende Öffnung des Kanals bricht ein und stattdessen erfolgt eine Sperrung<sup>4</sup>. Diese Sperrung ist jedoch mit  $dR_C = 56$  k $\Omega$  nicht so stark, wie die Sperrung mit  $dR_A = 412$  k $\Omega$  in der eigentlichen Sperrrichtung. Somit erfolgt die Sperrung des Kanals bei positiven Spannungen, eine abgeschwächte Sperrung des Kanals hingegen bei negativen Spannungen. Bei

---

<sup>4</sup>Im Folgenden wird der Anstieg des differentiellen Widerstandes  $dR$  im negativen Source-Drain-Spannungsintervall analog zur Sperrrichtung mit Sperrung bezeichnet, obwohl nicht abschließend geklärt werden konnte, ob es sich um ein Sperrverhalten der Diode handelt.

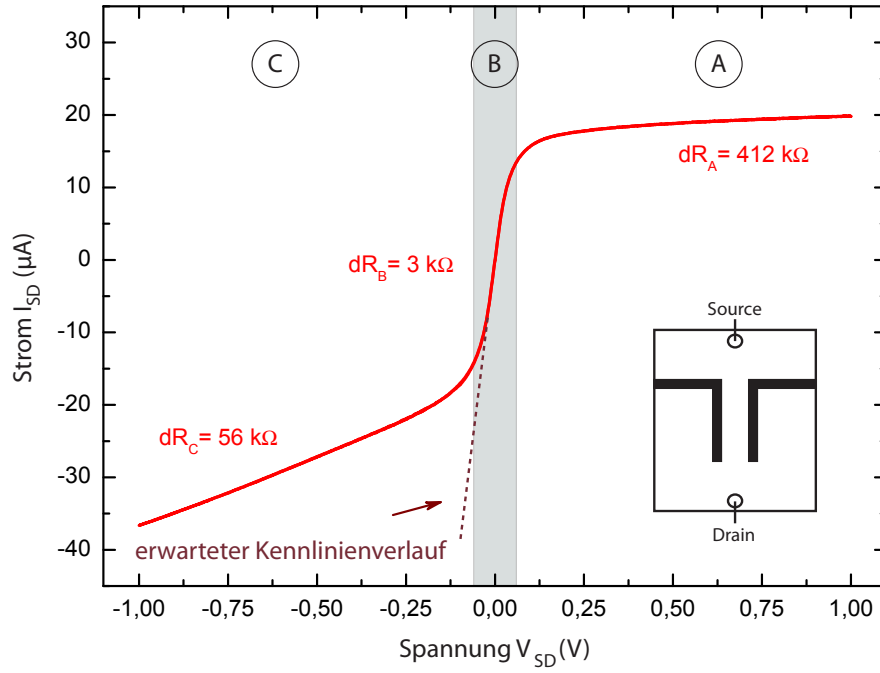


Abbildung 5.5.: Planare Diode ohne Seiten-Gates (Probe III):  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -1,0$  V bis  $V_{SD} = +1,0$  V. Bereich A beinhaltet den Sperrbereich für positive Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$ , Bereich B die Durchlassrichtung um  $V_{SD} = 0$  V und im Bereich C erfolgt eine Sperrung für negative Source-Drain-Spannungen  $V_{SD} < -0,1$  V. Zusätzlich ist der erwartete Kennlinienverlauf für negative Source-Drain-Spannungen eingezeichnet.

$V_{SD} = 0$  V ist der Kanal geöffnet.

Bis auf die unterschiedlichen differentiellen Widerstände  $dR$  in den Bereichen A und C verläuft die Kennlinie symmetrisch und zeigt kein typisches Diodenverhalten, wie es z.B. eine pn-Diode zeigen würde. Ein typischer Verlauf wäre, dass in der Sperrrichtung kein Strom fließt und in der Durchlassrichtung erst ab einer gewissen Schwellspannung der Strom ansteigt. Dies bedeutet jedoch, dass der Kanal bei  $V_{SD} = 0$  V geschlossen sein muss, was für Probe III nicht zutrifft. Sie besitzt für die Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = 0$  V eine effektive Kanalbreite von  $k_{\text{eff}} = 269$  nm und hat somit einen geöffneten Kanal. Song *et al.* realisieren hingegen eine effektive Kanalbreite von  $k_{\text{eff}} = 0$  nm, so dass der Kanal ohne angelegte Source-Drain-Spannung geschlossen ist und in Durchlassrichtung erst bei seiner Schwellspannung öffnet [5].

Diese Problematik wird mit zusätzlich eingefügten Seiten-Gates bei der Probe I behoben. Dazu sei auf Abschnitt 5.3 verwiesen, wo die Messergebnisse dieser Probe vorgestellt und diskutiert werden.

### **Verarmungszonen:**

Das Verhalten der gezeigten Kennlinie (Abb. 5.5) in den Bereichen A (Sperrung) und B (Durchlass) entspricht der Erläuterung der Funktionsweise des SSDs in Abschnitt 2.4.2 (siehe auch Abb. 2.7). Dem Mechanismus des Öffnen und Schließen des Kanals liegen die Größen der Verarmungszonen im 2DEG zu Grunde. Ohne angelegte Spannung  $V_{SD}$  hat die Breite der Verarmungszonen für das Material 12071 eine konstante Größe von  $l_V = 122$  nm (siehe Abschnitt 5.1.2), was bei der geometrischen Kanalgröße von  $k = 513$  nm zu einem geöffneten Kanal von  $k_{\text{eff}} = 269$  nm führt (Abb. 2.7 b), wodurch in der Mitte ein leitender Kanal bestehen bleibt. Vergrößern sich die Verarmungszonen, so führt dies zu einer Abschnürung des Kanals aufgrund der angelegten Spannung (Abb. 2.7 a).

Die Verarmungszonenlänge sollte jedoch nicht als charakteristische Größe für das Vorhandensein oder Nicht-Vorhandensein von Ladungsträgern verstanden werden. Vielmehr ist es eine Größe, bei der die Ladungsträgerdichte bereits auf einen bestimmten Wert abfällt und erst im Weiteren Verlauf auf Null absinkt. So entsteht bei einer Überlagerung zweier Verarmungszonen, die an den Seiten des Kanals entstehen und aufeinander zuwachsen, nicht sofort eine absolute Ladungsträgerabwesenheit, sondern nur eine Abschwächung. So ist es auch bei eigentlich kompletter Verarmung über ganze Kanalbereiche möglich, dass in der Kanalmitte noch ein leitender Kanal existiert, der in reduzierter Weise Strom fließen lassen kann.

### **JFET Vergleich:**

Eine weitere Möglichkeit zur Interpretation bietet der Vergleich mit einem JFET (engl. junction field-effect transistor). Die Potentiale der Seitenflächen wirken wie das Top-Gate und die geätzten Gräben werden mit der isolierenden Schicht identifiziert. Bei einem JFET kann der Strom, der durch die leitende Schicht fließt, mit Hilfe des Top-Gates gesteuert werden [9]. In der Probenstruktur, die dieser Arbeit zugrunde liegt, werden die Verarmung des 2DEGs und somit auch der Stromfluss analog durch die Potentialdifferenz  $V_{\text{diff}}$  zwischen Seitenfläche und Kanalmitte gesteuert.

Im Folgenden wird die genauere Betrachtung des JFETs genutzt, um das Verhalten des 2DEG-Kanals der planaren Diode in Sperrrichtung zu erklären. Abbildung 5.6 zeigt schematisch die Funktionsweise eines JFETs. Die Top-Gate-Spannung wird mit  $V_T = 0$  V auf das selbe Potential wie der Drain-Anschluss gelegt. Der Kanal-Strom  $I_K$  wird in Abhän-

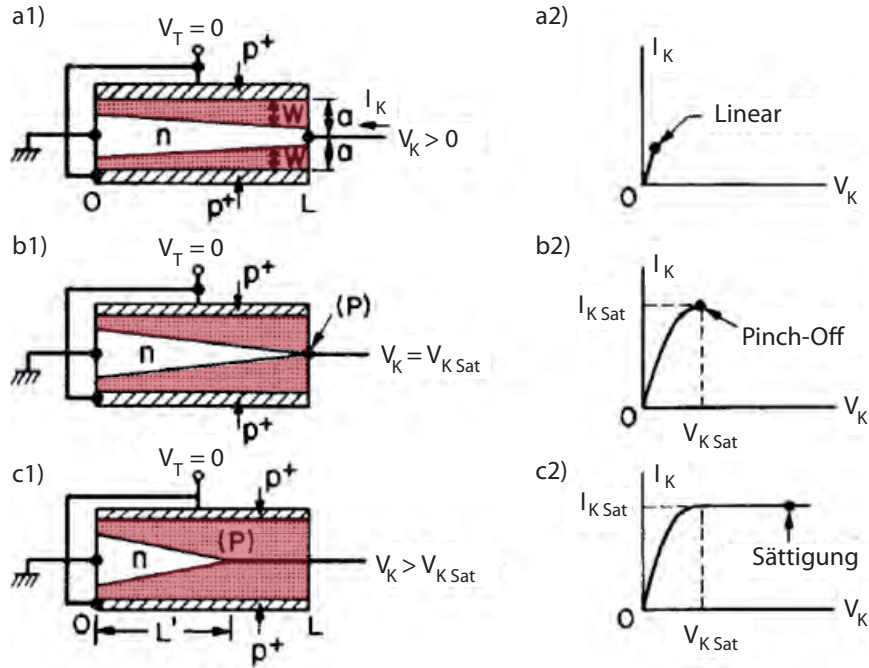


Abbildung 5.6.: Schematische Darstellung eines JFETs bei den angelegten Kanal-Spannungen  $V_K > 0$  (a)  $V_K = V_{K Sat}$  (b) und  $V_K > V_{K Sat}$  (c), wobei die Top-Gate-Spannung konstant auf  $V_T = 0$  V gegenüber Drain gehalten wird. Die linke Seite zeigt die Verarmungszonen (rot) im Kanal (a1-c1), die rechte Seite gibt die zugehörigen  $I_K(V_K)$ -Kennlinien an (a2-c2) (Abbildung nach [7]).

gigkeit der Source-Spannung  $V_K$  als  $I_K(V_K)$ -Kennlinie aufgetragen. Bis zu diesem Punkt sind die Betrachtungen analog zu denen, welche die planare Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates betreffen. Ein grundlegender Unterschied besteht jedoch in der Abhängigkeit der Verarmungszonenbreite von der Spannungsdifferenz  $V_{diff}$ . Ist im zweidimensionalen Fall der planaren Diode die Abhängigkeit der Verarmungszonenbreite mit  $k_V(V_{diff}) \propto V_{diff}$  linear (siehe Gl.(2.7)), so ist sie für den dreidimensionalen Fall des JFETs mit  $k_V(V_{diff}) \propto \sqrt{V_{diff}}$  wurzelförmig [19]. Trotzdem sind die grundsätzlichen Betrachtungen der Verarmungszonen und die  $I_K(V_K)$ -Kennlinien in Abbildung 5.6 gut geeignet, um den Mechanismus der Sperrung zu erklären. Quantitative Vergleiche mit der planaren Diode vorzunehmen, ist jedoch ohne Korrekturen nicht möglich. Die Ergebnisse dienen lediglich als Abschätzung des Verhaltens des 2DEG-Kanals.

Es werden drei Fälle für positive Spannungen  $V_K$  unterschieden. Der erste Fall (Abb. 5.6a) gilt für kleine positive Spannungen  $V_K$ . Die Verarmungszonen wachsen und der durch den

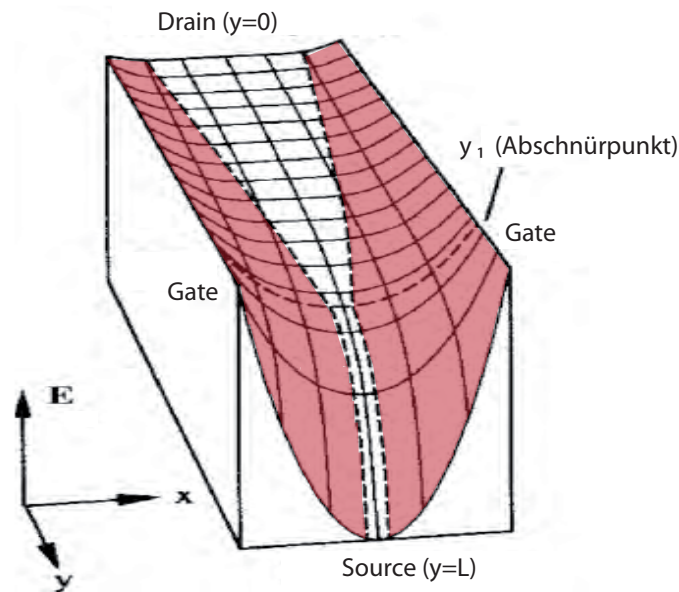


Abbildung 5.7.: „Wasserfall-Modell“: Potentiallandschaft im Kanalbereich eines JFETs für eine angelegte Spannung  $V_K \geq V_{K_{Sat}}$  (vergleiche Abb. 5.6b+c). Eine weitere Erhöhung der Spannungsdifferenz zwischen Source und Drain bewirkt keine große Änderung im nicht eingeschnürten Bereich des Kanals, sondern verschiebt lediglich den Abschnürpunkt und verlängert das Gefälle beim Drain-Anschluss (Abbildung nach [7]).

Kanal fließende Strom  $I_K$  steigt mit steigender Spannung  $V_K$  an. Für  $V_K = V_{K_{Sat}}$  (Abb. 5.6b) ist gerade die Abschnür-Spannung (Pinch-Off) erreicht, d. h. im Kanal sind die Verarmungszonen erstmals soweit angewachsen, dass sie sich an einem Punkt berühren und kein unverarmter Durchgang mehr existiert. Ab diesem Punkt steigt der Strom  $I_K$  nicht mehr weiter an, sondern bleibt mit weiterer Erhöhung der Spannung  $V_K$  konstant (Abb. 5.6c). Die Sättigung ist erreicht und es verschiebt sich lediglich der Abschnürpunkt im Kanal. Zur Erklärung des konstanten Stroms  $I_K$  für die Spannungen  $V_K \geq V_{K_{Sat}}$  dient die Abbildung 5.7. Sie zeigt die Potentiallandschaft im Kanalbereich eines JFETs unter Abschnürung gezeigt. Eine weitere Erhöhung der Spannung über  $V_K = V_{K_{Sat}}$  hinaus bewirkt keine Änderung in dem Potential des nicht verarmten Bereichs bis zum Abschnürpunkt, sondern verschiebt lediglich den Abschnürpunkt im Kanal und verlängert das Gefälle beim Drain-Anschluss. Der Strom der durch den wandernden Abschnürpunkt hindurch fließt bleibt konstant.

Dies erklärt, warum bei einem JFET jenseits des „Pinch-Off“-Punktes ( $V_K > V_{K_{Sat}}$ ) der Strom konstant und somit der Widerstand  $R_K = \frac{V_K}{I_K}$  endlich bleibt. Analog gilt dies auch für den untersuchten Gleichrichter, bei dem der Strom ebenso einen konstanten Wert hält, der Widerstand  $R_{SD} = \frac{V_{SD}}{I_{SD}}$  somit endlich bleibt und der differentielle Widerstand  $dR = \frac{dU_{SD}}{dI_{SD}} \rightarrow \infty$  gegen Unendlich strebt.

### Vergrößerung des Spannungsintervalls:

Im Gegensatz zu Song *et al.* wird innerhalb dieser Arbeit über einen größeren Spannungsbereich  $V_{SD}$  gemessen. Eine Messung an der Probe III unter Vergrößerung des Source-Drain-Spannungs-Intervalls auf  $V_{SD} = \pm 2$  V zeigt Abbildung 5.8. Zusätzlich zu dem ersten Widerstandsanstieg in der Kennlinie bei dem Übergang von Bereich B in den Bereich C (Punkt BC in Abb. 5.8) zeigt sich ein zweites Abknicken bei dem Übergang von Bereich C in den Bereich D (Punkt CD in Abb. 5.8). Die differentiellen Widerstände steigen hierbei von  $dR_B = 2,8 \text{ k}\Omega$  auf  $dR_C = 56 \text{ k}\Omega$  und des Weiteren auf  $dR_D = 510,1 \text{ k}\Omega$  an. Der Strom steigt hierbei von  $I_C = 36,5 \text{ }\mu\text{A}$  (bei  $V_{SD} = -1 \text{ V}$ ) auf  $I_D = 43,7 \text{ }\mu\text{A}$  (bei

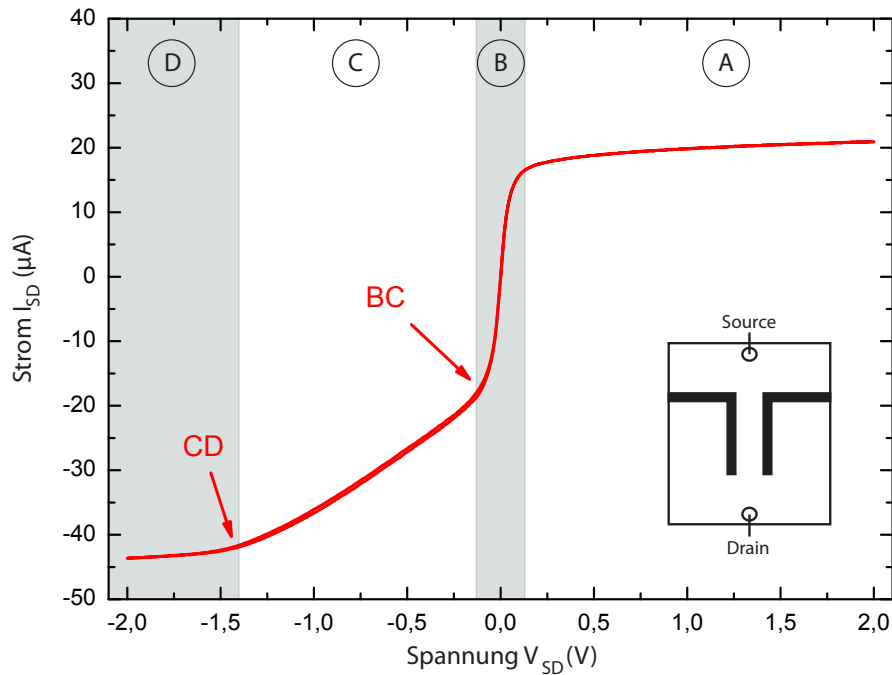


Abbildung 5.8.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie der Diode (Probe III) für das Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -2 \text{ V}$  bis  $V_{SD} = +2 \text{ V}$ . Es zeigt sich deutlich zum ersten Widerstandsanstieg (BC) ein weiteres Abknicken (CD).

$V_{SD} = -2$  V) an. Auch der differentielle Widerstand für die Sperrrichtung (Bereich A) hat sich noch einmal verändert und zwar steigt er auf  $dR_A = 916,4$  k $\Omega$  (bei  $V_{SD} = -2$  V) im Vergleich zu  $dR_A = 412,1$  k $\Omega$  (bei  $V_{SD} = -1$  V), so dass der maximale Strom nur noch um knapp 5 % auf einen Wert von  $I_A = 20,9$   $\mu$ A zunimmt. Im Gegensatz zum JFET, wo in der Modellvorstellung bei Erreichen des Abschnürpunktes der Strom  $I_K$  mit steigender Spannung  $V_K$  konstant bleibt, zeigt die planare Diode einen leichten Stromanstieg. Dieses Phänomen kann Leckströmen zugeordnet werden, die zum Beispiel über Störstellen und Oberflächenzustände an den Ätzkanten fließen können.

Sowohl bei hohen negativen als auch positiven Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  hat sich der Kanal stärker verschlossen. Das zweifache Abknicken der Kennlinien in der eigentlichen Durchlassrichtung und der daraus resultierende Anstieg des differentiellen Widerstandes kann mit den bisher erfolgten Messungen nicht erklärt werden. Für eine genauere Interpretation des Kennlinienverlaufs für negative Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  sei auf Abschnitt 5.4 verwiesen, wo die unerwartete Sperrung des Kanals nochmals aufgegriffen und unter Anderem anhand der planaren Diode mit Seiten-Gates erörtert wird.



### 5.3. Steuerbarer Gleichrichter

In diesem Abschnitt werden die Untersuchungen an Probe I präsentiert, bei der es sich um eine planare Diode mit Seiten-Gate-Struktur, wie in Abschnitt 3.2 vorgestellt, handelt. Durch die neu geschaffene Probenstruktur kann mit Variation der Seiten-Gate-Spannung gezeigt werden, inwieweit es möglich ist, die Verarmungszonen im Kanal zu modulieren und somit das nichtlineare Verhalten zu beeinflussen. Die ursprüngliche SSD-Struktur der Probe III ist im Ansatz in dieser Struktur erhalten geblieben (roter Linienverlauf in kleiner Skizze in Abbildung 5.9), um die Ergebnisse bestmöglich miteinander vergleichen zu können.

#### 5.3.1. Seiten-Gates auf Drain-Potential

Der zu Probe III analoge Fall der Messung ergibt sich, wenn die Seiten-Gates der Probe I geerdet werden, d.h. die Seiten-Gates werden auf dasselbe Erdpotential wie der Drain-Anschluss gelegt. Die Beschaltung wird schematisch von der kleinen Skizze in Abbildung 5.9 gezeigt. Abbildung 5.9 zeigt außerdem die zugehörige  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie. Es ist ersichtlich, dass für die planare Diode mit Seiten-Gates (Probe I) wie erwartet ein ähnlicher Kennlinien-Verlauf wie in Abbildung 5.8 vorliegt, in der die Kennlinie der planaren Dioden-Struktur ohne Seiten-Gates (Probe III) aufgetragen ist. Jedoch zeigt die Probe I ein viel stärker ausgeprägtes nichtlineares Kennlinienverhalten als die Probe III. Betrachtet man exemplarisch die Ströme bei den maximalen Source-Drain-Spannungen, so ergibt sich für die einfache Diode (Probe III) ein Verhältnis ihrer Maximalströme von  $v = \frac{I_D}{I_A} = \frac{43,7 \mu\text{A}}{20,9 \mu\text{A}} = 2,1$  (bei  $V_{SD} = \pm 2 \text{ V}$ ), wohingegen die Probe I ein deutlich größeres Verhältnis von  $v = \frac{I_D}{I_A} = \frac{26,0 \mu\text{A}}{5,8 \mu\text{A}} = 4,5$  (bei  $V_{SD} = \pm 2 \text{ V}$ ) bzw.  $v = \frac{I_D}{I_A} = \frac{33,0 \mu\text{A}}{6,9 \mu\text{A}} = 4,8$  (bei  $V_{SD} = \pm 5 \text{ V}$ ) erreicht.

In Abbildung 5.9 ist deutlich der Sperrbereich (Bereich A) bei positiven Spannungen zu erkennen, gefolgt von dem Durchlassbereich (Bereich B) des Kanals um  $V_{SD} = 0 \text{ V}$ . In den Bereichen C und D erfolgt eine Sperrung des Kanals in zwei Schritten. Dies zeigt sich in den zwei Anstiegen des differentiellen Widerstandes (Punkte BC und CD in Abb. 5.9) bei zunehmender negativer Spannung. Der erste Anstieg (BC) in der  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie ist nicht so prägnant wie der der einfachen Diode (Probe III, Abb. 5.8). Grund hierfür sind unterschiedliche Geometrie- und Größenverhältnisse der beiden Proben. Die effektive Kanalbreite der Diode mit Seiten-Gates ist um ca. 80 nm kleiner ( $k_{\text{eff}}^I = 186 \text{ nm}$  und  $k_{\text{eff}}^{III} = 269 \text{ nm}$ ), so dass der Kanal von Probe I einfacher geschlossen werden kann, was sich in dem kleineren Spannungsintervall des Durchlassbereiches und zugleich in dem größeren differentiellen Widerstand im Durchlassbereich mit  $dR_B^I = 32 \text{ k}\Omega$  im Vergleich zu  $dR_B^{III} = 3 \text{ k}\Omega$  äußert. Der zweite Anstieg des differentiellen Widerstandes (CD) zeigt

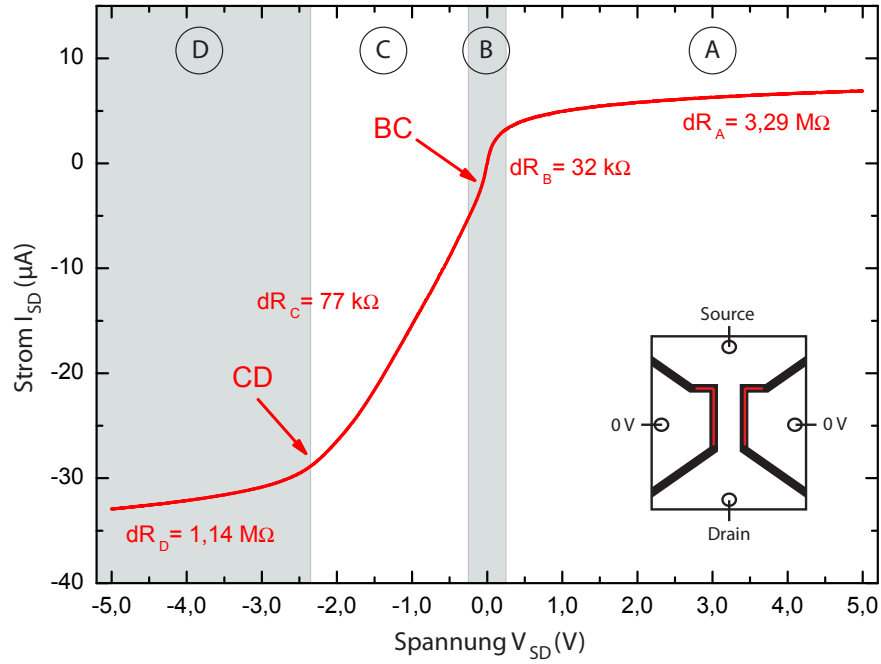


Abbildung 5.9.: Planare Diode mit Seiten-Gates (Probe I):  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinienverlauf im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -5,0$  V bis  $V_{SD} = +5,0$  V. Die Seiten-Gates werden auf eine Spannung von  $V_G = 0$  V gegenüber Drain gelegt (entspricht Drain-Potential). Der Verlauf der Kennlinie zeigt ein ausgeprägteres Diodenverhalten als die Probe III in Abbildung 5.8.

gegensätzliches Verhalten. Hier setzt die Sperrung der Probe I erst für größere Source-Drain-Spannungen von  $V_{SD} \approx -2,5$  V ein, wohingegen Probe III schon bei Source-Drain-Spannungen von  $V_{SD} \approx -1,5$  V eine Sperrung aufweist. Es müssen somit unterschiedliche Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  angelegt werden, um gleichwertige Verhältnisse in den Kanälen der Proben I und III zu schaffen.

Ein Maß für das gleichrichtende Verhalten kann neben der effektiven Kanalbreite  $k_{\text{eff}}$  durch die Einführung des Aspektverhältnisses  $a$  von effektiver Kanalbreite  $k_{\text{eff}}$  zu Kanallänge  $l$  erhalten werden. Betrachtet man bei  $V_{SD} = 0$  V das Aspektverhältnis von Probe I, so erhält man mit  $a = \frac{l}{k_{\text{eff}}} = 26,88$  (Kanallänge  $l = 5,0$   $\mu\text{m}$ , effektive Kanalbreite  $k_{\text{eff}} = 186$  nm) deutlich größere und bessere Werte gegenüber dem Aspektverhältnis  $a = 19,70$  der Probe III (Kanallänge  $l = 5,3$   $\mu\text{m}$ , effektive Kanalbreite  $k_{\text{eff}} = 269$  nm). Im Gegensatz dazu realisieren Song *et al.* [5] das optimale Aspektverhältnis von  $a = \frac{l}{k_{\text{eff}}} = \infty$  (Kanallänge  $l = 1,2$   $\mu\text{m}$ , effektive Kanalbreite  $k_{\text{eff}} = 0$  nm), so dass der Kanal bei  $V_{SD} = 0$  V geschlossen ist und seine Öffnung erst ab höheren Spannungen erreicht. Dies gewährleistet

ein stark ausgeprägtes nichtlineares Kennlinienverhalten. Durch Variation der Seiten-Gate-Spannung der Probe I besteht jetzt die Möglichkeit, das Aspektverhältnis zu steuern, so dass neue, stärker nichtlineare  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien erzeugt werden können.

Um den Einfluss der Probensymmetrie auf das gleichrichtende Verhalten zu untersuchen, wurde die Probe mit vertauschten Source-Drain-Anschlüssen vermessen. Die Seiten-Gates-Potentiale werden dabei weiterhin auf  $V_G = 0$  V gegenüber dem Drain-Potential gehalten. Abbildung 5.10 zeigt die beiden aufgenommenen  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien mit vertauschten Source-Drain-Kontakten im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = \pm 1$  V. Die darin enthaltenen Skizzen verdeutlichen die genutzten Anschlüsse. Durch die gewählte Geometrie der Probe I existiert keine horizontale Achsensymmetrie, so dass ein Vertauschen der Source- und Drain-Anschlüsse leicht unterschiedliche Kennlinien ergeben sollte. Dies zeigen auch die Kennlinien in Abbildung 5.10. Bei positiven Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  (Bereich A) unterscheiden sich die Maximal-Ströme mit  $I_A = 5,2 \mu\text{A}$  (schwarze Kennlinie) und  $I_A = 4,0 \mu\text{A}$  (rote Kennlinie) nur gering voneinander. Die erreichten differentiellen Wider-

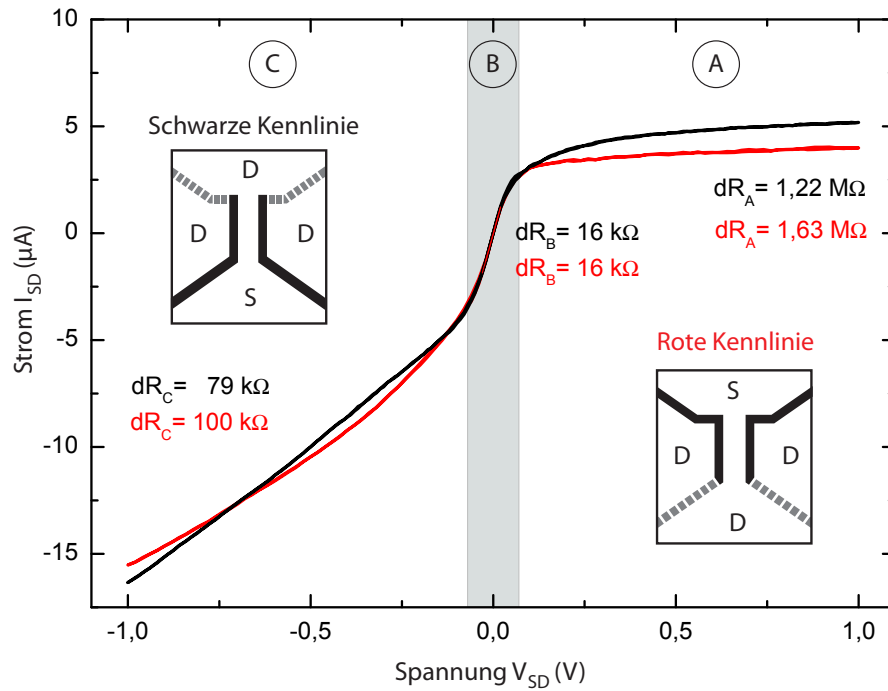


Abbildung 5.10.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  auf Drain-Potential mit vertauschten Source(S)- und Drain(D)-Anschlüssen.

stände liegen bei  $dR_A = 1,22 \text{ M}\Omega$  (schwarze Kennlinie) und  $dR_A = 1,63 \text{ M}\Omega$  (rote Kennlinie). Auch das Kennlinien-Verhalten bei negativer Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  (Bereich C) weicht nur leicht voneinander ab. Die Widerstände haben Werte von  $dR_C = 79,0 \text{ k}\Omega$  (schwarze Kennlinie) und  $dR_C = 100 \text{ k}\Omega$  (rote Kennlinie). Dabei werden Maximalströme von  $I_C = 16,3 \text{ }\mu\text{A}$  (schwarze Kennlinie) und  $I_C = 15,5 \text{ }\mu\text{A}$  (rote Kennlinie) erreicht. Im Durchlassbereich (Bereich B) sind die Kennlinienverläufe nahezu identisch, was sich auch in den identischen differentiellen Widerständen von  $dR_B = 16,0 \text{ k}\Omega$  (schwarze und rote Kennlinie) widerspiegelt.

### 5.3.2. Seiten-Gates auf Source-Potential

Wie Abbildung 5.10 zeigt, hat die Symmetrie der Probenstruktur nur geringen Einfluss auf die Asymmetrie der Kennlinie. Die Probenstruktur I ermöglicht es nun aber auch, die Symmetrie der Beschaltung zu variieren. Dazu werden die Anschlüsse der Seiten-Gates auf das Source-Potential der Probe gelegt. Abbildung 5.11 zeigt die beiden Kennlinien für vertauschte Source-Drain-Anschlüsse im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = \pm 1 \text{ V}$ .

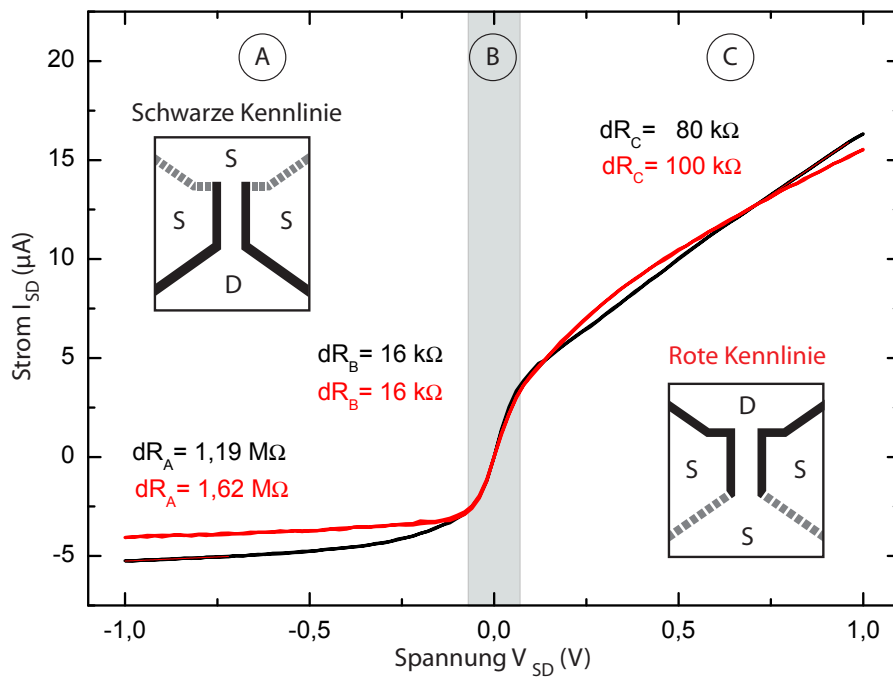


Abbildung 5.11.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  auf Source-Potential mit vertauschten Source(S)- und Drain(D)-Anschlüssen.

Hierbei liegt der Sperrbereich im negativen Source-Drain-Spannungsintervall im Bereich A, die Durchlassrichtung befindet sich im Bereich B. Im Bereich C bei positiven Source-Drain-Spannungen erfolgt eine Erhöhung des differentiellen Widerstandes und somit eine Sperrung des Kanals. Werden die Kennlinien aus Abbildung 5.11 um  $180^\circ$  um den Ursprung gedreht, so ergeben sie die Kennlinien aus Abbildung 5.10. Betrachtet man die Maximalströme  $I_A = 5,3 \mu\text{A}$  (schwarze Kennlinie) und  $I_A = 4,1 \mu\text{A}$  (rote Kennlinie) bzw.  $I_C = 16,3 \mu\text{A}$  (schwarze Kennlinie) und  $I_C = 15,5 \mu\text{A}$  (rote Kennlinie), so zeigen sich auch hier nur minimale Unterschiede zu den in Abbildung 5.10 bestimmten Werten. Ebenso verhalten sich die differentiellen Widerstände:  $dR_A = 1,19 \text{ M}\Omega$  (schwarze Kennlinie) und  $dR_A = 1,62 \text{ M}\Omega$  (rote Kennlinie) bzw.  $dR_C = 79,6 \text{ k}\Omega$  (schwarze Kennlinie) und  $dR_C = 100,2 \text{ k}\Omega$  (rote Kennlinie). Im Durchlassbereich (Bereich B) zeigen die Kennlinien wieder identisches Verhalten in ihrem differentiellen Widerstand  $dR_B = 16,0 \text{ k}\Omega$  (rote und schwarze Kennlinie).

Zur Veranschaulichung der punktsymmetrischen Kennlinienverläufe dient Abbildung 5.12, die die speziellen Fälle einer Source-Spannung von  $V_{SD} = -1 \text{ V}$  für die „Seiten-Gates auf Drain-Potential“ - Schaltung (Abb. 5.12 a) und einer Source-Spannung von  $V_{SD} = +1 \text{ V}$  für die „Seiten-Gates auf Source-Potential“ - Schaltung (Abb. 5.12 b) darstellt. Betrachtet

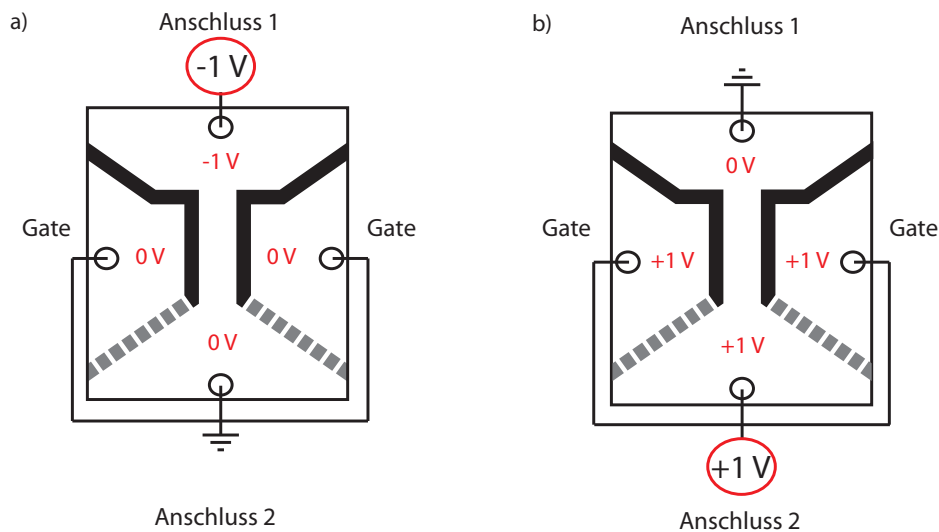


Abbildung 5.12.: Schaltbilder für zwei konkrete Fälle. a) *Seiten-Gates auf Drain-Potential* (vgl. rote Messkurve Abb. 5.10) mit einer Source-Spannung von  $V_{SD} = -1 \text{ V}$ . b) *Seiten-Gates auf Source-Potential* (vgl. rote Messkurve Abb. 5.11) mit einer Source-Spannung von  $V_{SD} = +1 \text{ V}$ .

man nicht die absoluten Potentiale gegenüber dem Erdpotential, sondern nur die physikalisch relevanten Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Kontakten, so zeigt sich, dass immer ein Potentialgefälle in Richtung des Anschlusses 1 von der Größe 1 V vorliegt. Es handelt sich um den gleichen Kanalzustand. Dies bedeutet, dass die Messungen mit den Seiten-Gates auf Drain- oder Source-Potential gleichwertig sind und nur in ihren Spannungs- und Strom-Achsen gespiegelt sind.

Die beobachtete Gleichrichtung ist also durch die Probenstruktur und Beschaltung gegeben und auf den „self-switching effect“ zurückzuführen. Dabei ist die Referenz der Seiten-Gates ausschlaggebend welcher Kennlinienverlauf gegeben ist bzw. bei welcher Polarität der Source-Drain-Spannung sich der Sperrbereich der Diode befindet. Einflüsse wie möglicherweise Ohmsche Kontakte, zufällig verteilte Störstellen, Oberflächenzustände oder Imperfektionen in der Präparation des Kanals sind demgegenüber zu vernachlässigen.

### 5.3.3. Variation der Kanalbreite durch die Seiten-Gate-Spannung

Um den Einfluss der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  auf die effektive Kanalbreite zu untersuchen und die daraus resultierenden Kennlinienverläufe zu analysieren, werden die Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  auf konstante Potentiale gesetzt. Abbildung 5.13 zeigt dies exemplarisch für die Fälle von  $V_G = -1$  V,  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V gegenüber dem auf Erde gelegenen Drain-Potential. Auf Anschluss 1 liegt hierbei das Source-Potential, daraus folgend auf Anschluss 2 das Drain-Potential. Die Kennlinien zeigen drei sehr unterschiedliche Verläufe.

#### Bereich B

Betrachtet man zunächst nur den Bereich geringerer Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  (Bereich B) für die drei verschiedenen Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$ , so wird deutlich, dass die differentiellen Widerstände  $dR$  sich stark unterscheiden. Für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -1$  V nähert sich der differentielle Widerstand  $dR$  einem unendlich großen Wert. Es fließt sowohl bei kleinen negativen, als auch positiven Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  kein Strom  $I_{SD}$  und der differentielle Widerstand  $dR$  bleibt unverändert hoch. Der Kanal ist geschlossen.

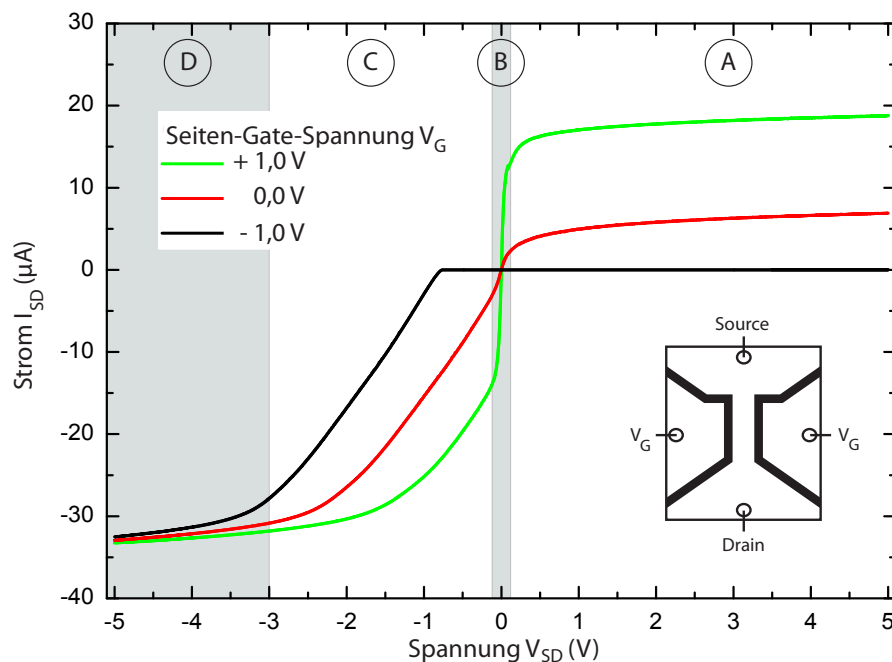


Abbildung 5.13.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für die drei Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1$  V,  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V.

Die Kennlinien der anderen beiden Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V hingegen besitzen in der Grundstellung  $V_{SD} = 0$  V ihre jeweils geringsten differentiellen Widerstände mit  $dR_B = 32$  k $\Omega$  bei  $V_G = 0$  V und  $dR_B = 3$  k $\Omega$  bei  $V_G = +1$  V. Der Kanal ist bei der Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = 0$  V durchgängig geöffnet. Dabei sind die differentiellen Widerstände  $dR$  proportional zu der Größe der verarmten 2DEG-Fläche im Kanal (siehe Abb. 5.14b), so dass folgerichtig der differentielle Widerstand  $dR$  für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = +1$  V kleiner ist als für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = 0$  V. Abbildung 5.14 (b1 bis b3) veranschaulicht den Kanal mit den Verarmungszonen in seiner Grundstellung. In Abhängigkeit der Potentialdifferenzen  $V_{\text{diff}}$  zwischen Kanal und Seitenflächen nach Gleichung (2.7) in Abschnitt 5.2 vergrößern oder verkleinern sich die Verarmungszonen. Dabei gelten die gleichen Überlegungen wie in Abschnitt 5.2. Ist das Potential im Kanal gegenüber Erde positiver als das der Seitenflächen gegenüber Erde, so wachsen die Verarmungszonen im Kanal an – der leitende Kanal im 2DEG verkleinert sich ( $V_{\text{diff}} > 0$  V). Im gegenteiligen Fall verringern sich die Verarmungszonen – der leitende Kanal im 2DEG vergrößert sich ( $V_{\text{diff}} < 0$  V).

Bei einer Veränderung der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  verändert man somit die effektive Kanalbreite  $k_{\text{eff}}$  und damit einhergehend das Aspektverhältnis des Kanals. Das Aspektverhältnis  $a_{\text{eff}} = \frac{l}{k_{\text{eff}}}$  der Kanallänge  $l$  zu Kanalbreite  $k_{\text{eff}}$  liefert für die kleinste Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  das größte und somit beste Aspektverhältnis für eine Diodencharakteristik. Entsprechend liefert die größte Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  das kleinste und schlechteste Aspektverhältnis.

### Bereich A

Grundsätzlich kann für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -1$  V gesagt werden, dass der Kanal bereits seit der Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = 0$  V über seine gesamte Länge verarmt und geschlossen ist. Daraus resultiert sein differentieller Widerstand von  $dR_A \rightarrow \infty$  im negativen Source-Drain-Spannungsintervall.

Bei den Kennlinien mit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V zeigt sich ein etwas anderes Verhalten. Bei der Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = 0$  V war der Kanal durchgängig geöffnet. Ab einer gewissen Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  beginnt aber der differentielle Widerstand  $dR_A$  in dem Maße, indem sich der Kanal schließt, anzusteigen. Jedoch erreicht der Widerstand nie den Wert des Unendlichen und in Sperrrichtung fließt immer ein Strom  $I_A \neq 0$  A. Die Kennlinie der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = +1$  V zeigt deutlich den größten Maximalstrom  $I_A$ . Bei der Betrachtung der differentiellen Widerstände  $dR_A$  zeigt sich gegensätzliches Verhalten. Tabelle 5.2 listet für die drei verschiedenen Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  die Maximal-Ströme und differentiellen Widerstände für den



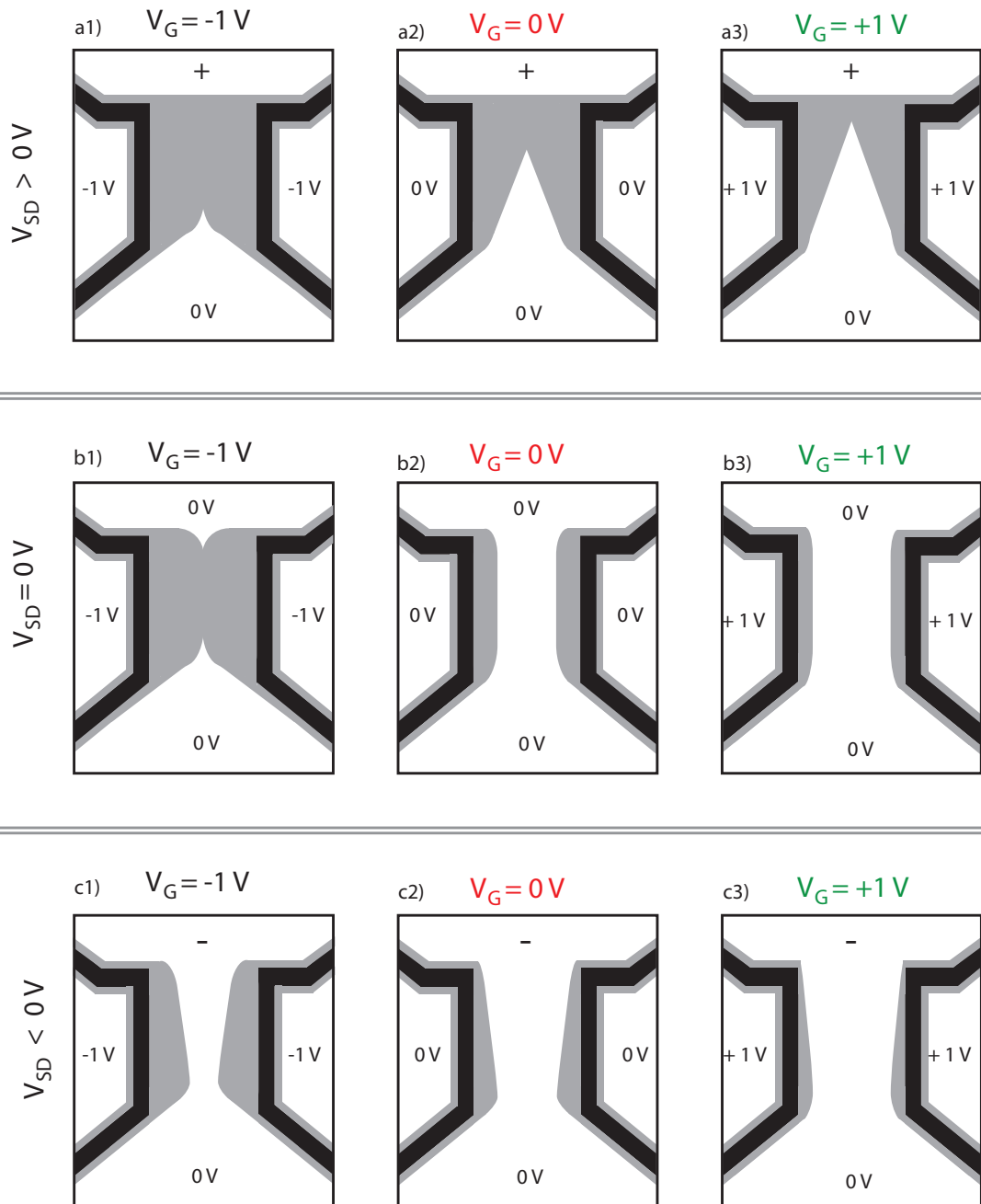


Abbildung 5.14.: Schematische Darstellung der Verarmungszonen im Kanalbereich für kleine Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$ . Jede Zeile zeigt den Zustand des Kanals für unterschiedliche Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  mit jeweils konstanter Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$ .

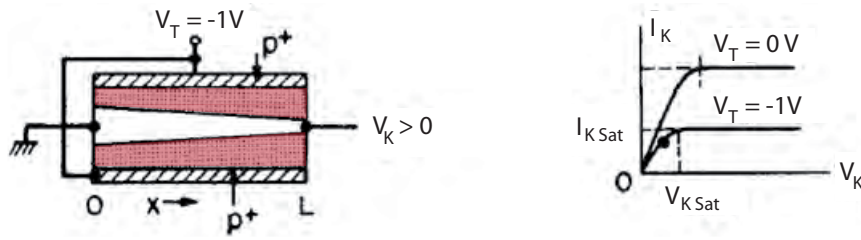


Abbildung 5.15.: Schematische Darstellung eines JFETs bei angelegter Kanal-Spannung  $V_K > 0$ , wobei die Top-Gate-Spannung auf einem konstanten Wert gegenüber Drain gehalten wird. Die linke Seite zeigt die Verarmungszonen (rot) im Kanal, die rechte Seite gibt die  $I_K(V_K)$ -Kennlinien für die Top-Gate-Spannung  $V_T = -1\text{ V}$  und  $V_T = 0\text{ V}$  an (Abbildung nach [7]).

Sperrbereich auf.

Bei der Betrachtung der Abbildung 5.14 (a1 bis a3) zeigt sich, dass für konstante Source-Drain-Spannungen  $V_{SD} > 0,1\text{ V}$  sich die Lage der Abschnürpunkte im Kanal in Abhängigkeit der angelegten Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  verschiebt. Der zur ersten Abschnürung gehörende Source-Drain-Spannungswert  $V_{SD}$  wächst mit zunehmender Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  an. Vergleicht man dies erneut, wie schon in Abschnitt 5.2 mit der Funktionsweise eines JFETs, kann das unterschiedliche Verhalten der Kennlinien in Sperrrichtung für die drei Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  erklärt werden. Abbildung 5.15 zeigt die Verarmungszonen im Kanal eines JFETs für eine Top-Gate-Spannung von  $V_T = -1\text{ V}$ . Über die Top-Gate-Spannung  $V_T$  wird die Größe der Verarmungszone gesteuert, was in diesem Fall zu einer Vergrößerung der Verarmungszone bei der Kanal-Spannung  $V_K = 0\text{ V}$  führt. Somit ist die Abschnürung des Kanals schon für kleinere Spannungen  $V_K$  erreicht und die  $I_K(V_K)$ -Kennlinie erreicht ihre Sättigung ebenfalls für kleinere Spannungen  $V_K$ . Die Sättigung äußert sich in dem konstanten Strom  $I_K$ . Wählt man hingegen eine Top-Gate-Spannung von  $V_T > 0\text{ V}$ , so verkürzen sich die Verarmungszonen bei der Kanal-Spannung  $V_K = 0\text{ V}$ . Demzufolge ist eine größere Spannung  $V_K$  nötig um in die Abschnürung des Kanals und somit in die Sättigung zu gelangen.

Bei der planaren Diode mit Seiten-Gates ist für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -1\text{ V}$  der Kanal bereits über eine gewisse Länge eingeschnürt, so dass die Sättigung bereits erreicht ist und für positive Source-Drain-Spannungen kein Stromfluss  $I_{SD}$  zu Stande kommt. Für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = +1\text{ V}$  ist der Kanal bei der Source-Drain-Spannungen  $V_{SD} = 0\text{ V}$  weiter geöffnet als bei der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = 0\text{ V}$ , so dass die Abschnürung erst später einsetzt und somit schon ein höherer Strom fließt, der dann konstant wird. Ein starker Anstieg des differentiellen Widerstandes für die Seiten-Gate-Spannung

Gate-Spannung $V_G$ (V)	Maximal-Strom $I_A$ ( $\mu\text{A}$ )	Widerstand $dR_A$ ( $\text{k}\Omega$ )
- 1,0	0,00	$\infty$
0,0	6,9	3290
+ 1,0	18,7	3200

Gate-Spannung $V_G$ (V)	Maximal-Strom $I_D$ ( $\mu\text{A}$ )	Widerstand $dR_D$ ( $\text{k}\Omega$ )
- 1,0	32,5	880
0,0	33,0	1140
+ 1,0	33,3	1540

Tabelle 5.2.: Maximal-Ströme  $I$  und differentielle Widerstände  $dR$  für die Source-Drain-Spannungen  $V_{SD} = +5$  V (Bereich A) und  $V_{SD} = -5$  V (Bereich D) für unterschiedliche Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$ .

$V_G = +1$  V auf bis zu  $dR_A = 3,20$  M $\Omega$  ist die Folge, der jedoch für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = 0$  V mit  $dR_A = 3,29$  M $\Omega$  noch etwas stärker ausfällt. In Sperrrichtung ergibt sich für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = 0$  V ein Source-Drain-Strom von  $I_A = 6,9$   $\mu\text{A}$  und für die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = +1$  V ein Source-Drain-Strom von  $I_A = 18,7$   $\mu\text{A}$  bei der Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = +5$  V.

### Bereich C und D

Bei einer Source-Spannung von  $V_{SD} = 0$  V ist der Kanal sowohl bei  $V_G = 0$  V als auch bei  $V_G = +1$  V geöffnet. Ein weiteres Erhöhen dieser Spannung in Durchlassrichtung (ab ca.  $V_{SD} < -0,1$  V) verstärkt aber nicht den geöffneten Zustand des Kanals, sondern führt zu einem Anstieg des differentiellen Widerstandes  $dR$ . Die Potentialdifferenz  $V_{\text{diff}}$  im oberen Bereich des Kanals ist deutlich negativ. Dies sollte zu einer Abnahme der Verarmungszonenbreite im Kanal führen.

Betrachtet man aber den Fall der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -1$  V so zeigt sich ein verändertes Verhalten des Stroms in Abhängigkeit der Spannung. Bei dieser Seiten-Gate-Spannung ist der Kanal bei einer Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = 0$  V noch nicht geöffnet, so dass man in Durchlassrichtung erst die Spannung  $V_{SD}$  so weit erhöhen muss, bis ein gewisser Schwellwert erreicht ist und der Kanal öffnen kann. Dies geschieht bei  $V_G = -1$  V bei einer Source-Drain-Spannung von  $V_{\text{Schwell}} = -0,75$  V. Ab diesem Spannungswert ist der zuvor verarmte Kanal das erste Mal durch einen verbundenen leitenden Kanal geöffnet. Danach verkürzen sich die Verarmungszonen immer mehr und der Strom steigt an. Der

differentielle Widerstand hat hier über ein großes Source-Drain-Spannungsintervall einen konstanten Wert von  $dR_C = 72,9 \text{ k}\Omega$ . Vergleichbare Werte besitzen auch die Kennlinien der Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = 0 \text{ V}$  und  $V_G = +1 \text{ V}$ . Ihre differentiellen Widerstände betragen  $dR_C = 77,1 \text{ k}\Omega$  für  $V_G = 0 \text{ V}$  und  $dR_C = 75,9 \text{ k}\Omega$  für  $V_G = +1 \text{ V}$ .

Für noch höhere, negative Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  kommt es für alle drei Seiten-Gate-Spannungen erneut zu einem Anstieg des differentiellen Widerstandes bis in den  $\text{M}\Omega$ -Bereich (Bereich D). Die Werte sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Bei einer Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = -5 \text{ V}$  haben sich die Kennlinien für die drei verschiedenen Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  bis auf unter  $\Delta I_D = 1 \text{ }\mu\text{A}$  angenähert. Eine Sättigung ist erreicht. Warum die Kennlinien für  $V_G = -1 \text{ V}$  und  $V_G = 0 \text{ V}$  allerdings jeweils 1 bzw. 2 Widerstandsanstiege besitzen (siehe Abb. 5.13 und Abb. 5.9 Punkt BC und Punkt CD) ist nicht eindeutig klärbar. Dazu sei an dieser Stelle auf Abschnitt 5.4 verwiesen, in dem mögliche Gründe genauer untersucht und diskutiert werden.

### Schwellwert-Betrachtung:

Die vorangegangenen Betrachtungen haben gezeigt, dass bei einer Seiten-Gate-Spannung von  $V_G = -1 \text{ V}$  eine besonders nichtlineare Kennlinie erreicht werden kann. In Sperrrichtung ist der Strom annähernd Null. In Durchlassrichtung öffnet sich der Kanal ab einem Schwellwert von  $V_{Schwell} = -0,75 \text{ V}$  abrupt und der Strom steigt bis ca.  $V_{SD} = -2,5 \text{ V}$  linear an.

Wie die unterschiedlichen Kennlinien aussehen, wenn die Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  in kleineren Intervallen variiert wird, zeigt Abbildung 5.16. Die Seiten-Gate-Spannungen werden von  $V_G = -1 \text{ V}$  bis  $V_G = +1 \text{ V}$  in Schritten von  $\Delta V_G = 0,05 \text{ V}$  erhöht. Der Übersichtlichkeit halber ist in der Abbildung nur jede 2. Kennlinie eingezeichnet. Es wird deutlich, dass die Kennlinien kontinuierlich ineinander übergehen. Hierbei zeigen die Kennlinien der Seiten-Gate-Spannungen von  $V_G = -1 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,55 \text{ V}$  eine besonders ausgeprägte Nichtlinearität, indem sie im gesamten aufgenommenen Spannungsbereich der Sperrrichtung einen nicht messbaren Strom  $I_{SD} = 0 \text{ V}$  und in Durchlassrichtung ab einem Schwellwert  $V_{Schwell}$  einen stark ansteigenden Strom  $I_{SD}$  besitzen. Die Kennlinien oberhalb von  $V_G = -0,55 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,15 \text{ V}$  besitzen auch einen Schwellwert, jedoch erreichen sie bei größeren Spannungen in Sperrrichtung kleine Ströme bis  $I_{SD} \approx 5 \text{ }\mu\text{A}$ . Abbildung 5.17 zeigt eine Vergrößerung der Kennlinien für die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1 \text{ V}$  bis  $V_G = 0 \text{ V}$  im Bereich ihrer Schwellwerte.

Es wird für alle Kennlinien der Schwellwert bestimmt, wobei die Abbildung 5.18 die graphische Auftragung der Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über die zugehörige Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  zeigt. Zwischen diesen Messpunkten besteht in sehr guter Näherung eine

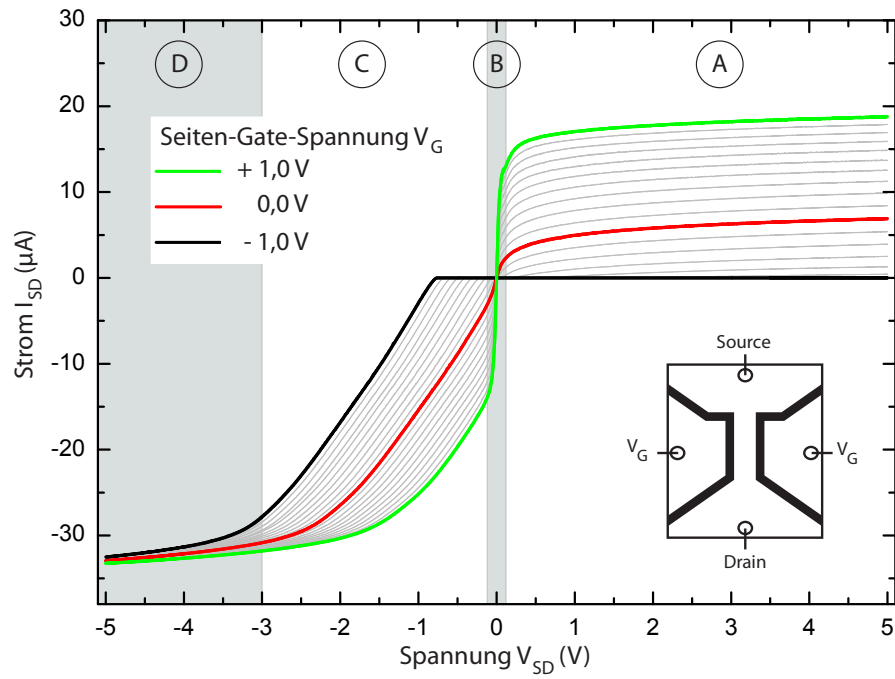


Abbildung 5.16.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1$  V bis  $V_G = +1$  V in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1$  V.

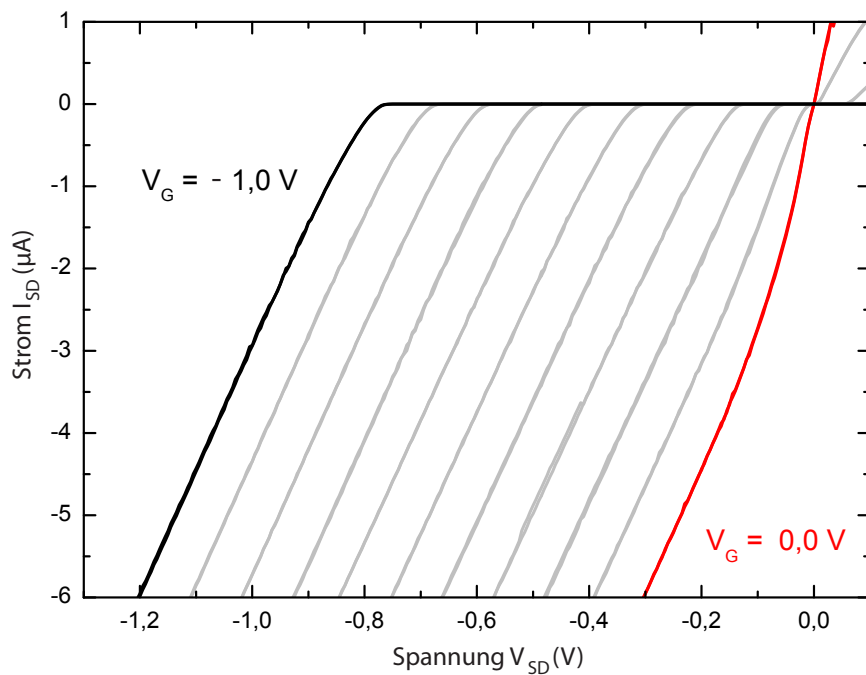


Abbildung 5.17.: Vergrößerung des Schwellwertbereichs aus Abbildung 5.16 für die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1$  V bis  $V_G = 0$  V in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1$  V.

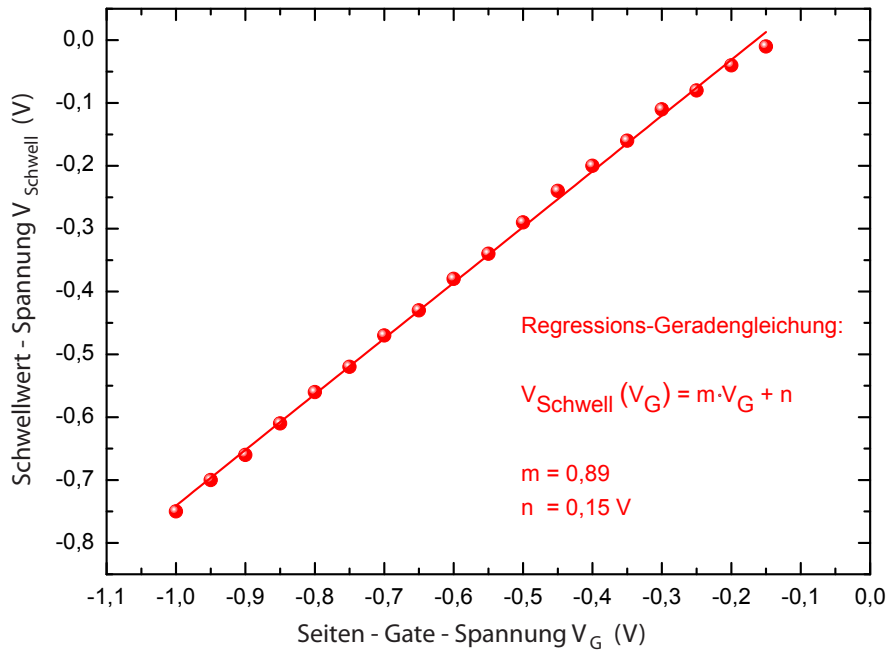


Abbildung 5.18.: Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über Seiten-Gate-Spannungen für  $V_G = -1 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,15 \text{ V}$  in Schritten von  $\Delta V_G = 0,05 \text{ V}$ .

lineare Abhängigkeit, wodurch folgender Zusammenhang aufgestellt werden kann:

$$V_{Schwell}(V_G) = 0,89 \cdot V_G + 0,15 \text{ V}. \quad (5.6)$$

Die Unsicherheit in der bestimmten Steigung beträgt 1 %.

Die planare Diode mit Seiten-Gates ist somit ein einstellbarer Gleichrichter, der mit Hilfe von Seiten-Gate-Spannungen bis maximal  $V_G = -1 \text{ V}$  den Schwellwert von  $V_{Schwell} = -0,75 \text{ V}$  bis annähernd  $V_{Schwell} \approx 0 \text{ V}$  durchstimmen kann.

Die Steigung der Geraden besitzt ungefähr den Wert  $m \approx 1$ , so dass dies die Annahme rechtfertigt, dass die Source-Drain-Spannung wie eine eingebaute lokale Seiten-Gate-Spannung wirkt. Dies bedeutet, dass beispielsweise bei einer Erhöhung der Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = -1 \text{ V}$  auf  $V_{SD} = -2 \text{ V}$  und gleichzeitiger gleichwertiger ( $m \approx 1$ ) Erhöhung der Seiten-Gate-Spannung von  $V_G = 0 \text{ V}$  auf  $V_G = -1 \text{ V}$ , sich der gleiche Kanalzustand einstellt, der in diesem Fall durch einen Strom von ca.  $15 \mu\text{A}$  charakterisiert wird.

Der  $V_{Schwell}$ -Achsenabschnitt  $n = 0,15 \text{ V}$  gibt die erste Kennlinie mit  $V_G \approx -n = -0,15 \text{ V}$  an (ebenfalls auf Grund von  $m \approx 1$ ), die bei einer Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = 0 \text{ V}$  einen komplett abgeschnürten Kanal – resultierend in einen unendlich großen Widerstand

$R_{SD} = \frac{V_{SD}}{I_{SD}} \rightarrow \infty$  – besitzt und somit sehr starkes nichtlineares Verhalten zeigt. Der lineare Verlauf (Abb. 5.18) der Schwellspannungsauftragung  $V_{Schwell}$  in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  bestätigt zudem das angenommene lineare Verhalten der Verarmungszonen im Kanal in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  (siehe Gl. (2.7)). Dies steht im Gegensatz zum Verhalten eines dreidimensionalen Elektronengases, bei dem die Verarmungszonen eine wurzelförmige Abhängigkeit von der Spannung zeigen [10]. Dies würde einen wurzelförmigen Verlauf der Auftragung Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  erwarten lassen.

## 5.4. Interpretation der Sperrung im negativen Spannungsintervall

Für den Anstieg des differentiellen Widerstandes im negativen Source-Drain-Spannungsbereich (siehe Abbildung 5.9 Punkt BC und CD) werden durch Messungen mit Probenstrukturen, in denen die Asymmetrie und somit der „self-switching effect“ unterdrückt wird, mögliche Erklärungen gegeben.

### 2DEG-Kanal

Abbildung 5.19 zeigt eine  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie der Probe IV für eine Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = -1,0$  V bis  $V_{SD} = +1,0$  V. Diese Probe besitzt keine 2DEG-Flächen neben den geätzten Gräben, die den Kanal eingrenzen, jedoch ist die ursprüngliche Struktur der planaren Diode ohne Seiten-Gates weiterhin zu erkennen (kleine Skizze in Abb. 5.19). Da es sich also lediglich um einen 2DEG-Kanal ohne „self-switching effect“ han-

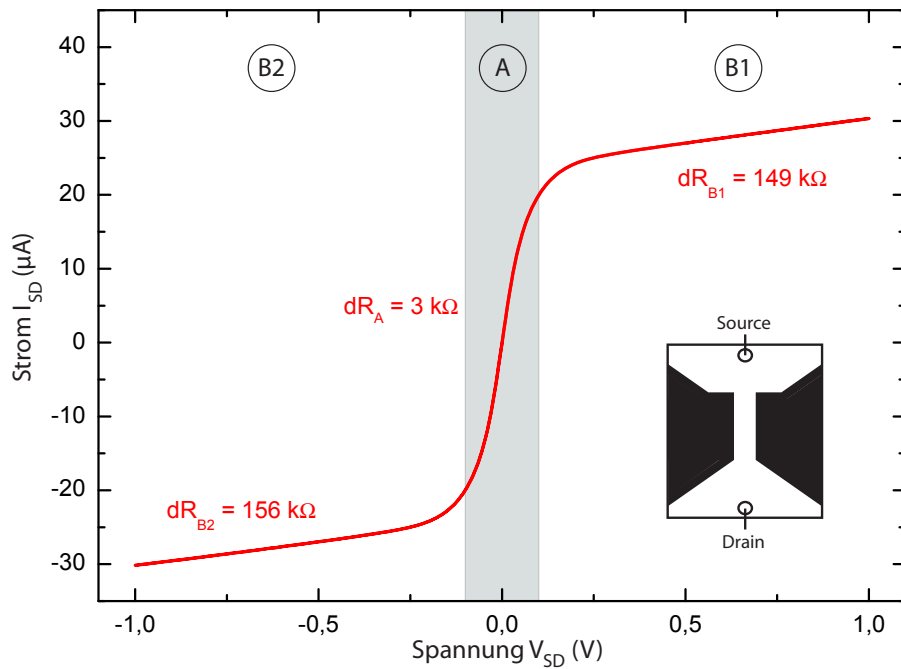


Abbildung 5.19.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinienverlauf der Probe IV im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -1,0$  V bis  $V_{SD} = +1,0$  V. Sie besitzt keine 2DEG-Fläche neben den geätzten Gräben, die den Kanal eingrenzen.



delt, sollte der Strom  $I_{SD}$  linear von der Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  abhängen, d. h. der differentielle Widerstand sollte konstant bleiben. Dies zeigt sich im Bereich A der Abbildung 5.19, wo der Kanal einen konstanten differentiellen Widerstand von  $dR_A = 3 \text{ k}\Omega$  besitzt. Jedoch verändert sich dieses Verhalten schon bei kleinen Source-Drain-Spannung von etwa  $V_{SD} = \pm 0,1 \text{ V}$ , bei denen der Widerstand um etwa einen Faktor von 50 steigt. Der differentielle Widerstand springt innerhalb eines kleinen Spannungsintervalls auf einen neuen konstanten Wert an, wobei die  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie nach dem Sprung wieder einen linearen Verlauf zeigt (Bereich B1 und B2). Der Kanal zeigt sowohl bei positiver als auch negativer Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  gleichwertiges Verhalten, was die zugehörigen differentiellen Widerstände von  $dR_{B1} = 149 \text{ k}\Omega$  und  $R_{B2} = 156 \text{ k}\Omega$  mit den Maximalströmen  $I_{B1} = 30,3 \text{ }\mu\text{A}$  und  $I_{B2} = 30,2 \text{ }\mu\text{A}$  (bei  $V_{SD} = \pm 1,0 \text{ V}$ ) bestätigen. Diese Messung wurde auch in einem größeren Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -2,0 \text{ V}$  bis  $V_{SD} = +2,0 \text{ V}$  durchgeführt und zeigt gleichwertiges Verhalten ohne einen weiteren Anstieg des differentiellen Widerstandes.

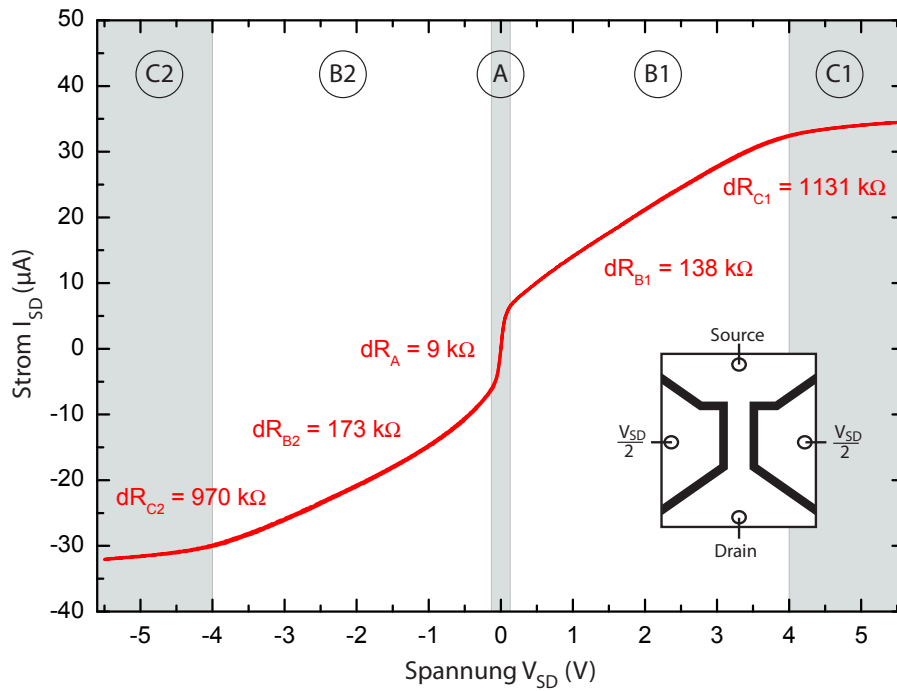


Abbildung 5.20.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinienverlauf der Probe I im Source-Drain-Spannungsintervall von  $V_{SD} = -5,5 \text{ V}$  bis  $V_{SD} = +5,5 \text{ V}$ . Die Seiten-Gates liegen dabei immer auf dem halbem Source-Drain-Potential  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$ .

Diese Probe zeigt somit aufgrund der fehlenden Seiten-Gates bzw. Seitenflächen wie erwartet ein symmetrisches Kennlinienverhalten, jedoch keinen linearen Verlauf im gesamten Source-Drain-Spannungsintervall.

### Seiten-Gates auf halbem Source-Drain-Potential

Abbildung 5.20 zeigt eine  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie der Probe I für eine Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = -5,5$  V bis  $V_{SD} = +5,5$  V, wobei die Seiten-Gates mit  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$  immer auf dem halben Source-Drain-Potential gehalten werden. Diese Kennlinie zeigt in den Bereichen A, B1 und B2 qualitativ das gleiche Verhalten wie die Kennlinie des 2DEG-Kanals in Abbildung 5.19. Die differentiellen Widerstände liegen in der selben Größenordnung und unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander. Jedoch sind zwei zusätzliche Bereiche C1 und C2 identifizierbar. Die  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie hat hier zwei weitere Anstiege des differentiellen Widerstandes  $dR$  zu verzeichnen. Der differentielle Widerstand steigt auf  $dR_{C1} = 1131$  k $\Omega$  und  $dR_{C2} = 970$  k $\Omega$  mit den Maximalströmen  $I_{C1} = 34,5$   $\mu$ A und  $I_{C2} = 32,1$   $\mu$ A (bei  $V_{SD} = \pm 5,5$  V). Somit zeigt auch diese Kennlinie ein fast punktsymmetrisches Verhalten zum Ursprung. Es ist in keinsten Weise eine Diodencharakteristik zu erkennen, da die Asymmetrie durch die Wahl der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$  unterbunden wird. Diese Beschaltung führt dazu, dass ab einer bestimmten positiven bzw. negativen Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  der Kanal zur Hälfte komplett geöffnet ist, die andere Hälfte jedoch vollständig verarmt ist (siehe Abbildung 5.21). Die Verschluss-Seite des Kanals befindet sich dabei immer auf der Seite des Anschlusses, der ein höheres positi-

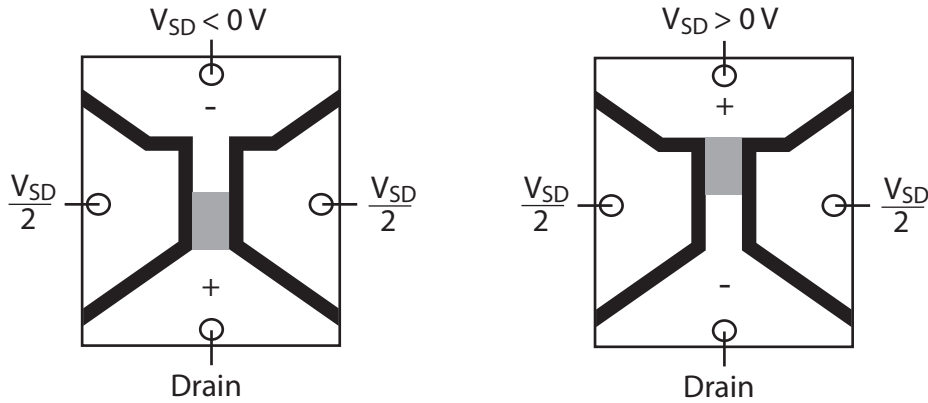


Abbildung 5.21.: Schematische Darstellung der Verarmungszonen im Kanalbereich bei einer Seiten-Gate-Spannung  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$  für die Source-Drain-Spannung  $V_{SD} \rightarrow \pm\infty$ .

ves Potential gegenüber der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$  besitzt und wechselt deshalb mit dem Vorzeichen der angelegten Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$ .

### Schlussfolgerung

Unter Berücksichtigung dieser beiden Kennlinien ist es möglich, Rückschlüsse auf die Ursachen des Anstiegs des differentiellen Widerstandes im negativen Source-Drain-Spannungsbereich der Diode zu ziehen. Der Widerstandsanstieg der Kennlinie der Probe IV (Abb. 5.19) kann mit dem ersten Widerstandsanstieg der planaren Diode mit und ohne Seiten-Gates verglichen werden. Die Kennlinie der Probe I (Abb. 5.20) mit einem halbem Source-Drain-Potential der Seiten-Gates zeigt sogar beide Widerstandsanstiege und dies sowohl bei positiver als auch negativer Source-Drain-Spannung.

Für den ersten Widerstandsanstieg (z. B. Punkt BC in Abb 5.9) können aufgrund der Struktur der Probe IV (Abb. 5.19) keine Einflüsse durch Modulation der Verarmungszonen existieren, da aufgrund der fehlenden Seiten-Gates keine Variation der Kanalbreiten zu erwarten ist und die Fläche des 2DEGs konstant bleibt. Hingegen könnten mögliche Störstellen und Oberflächenzustände an den Ätzkanten, die auch eventuell in großer Zahl durch das Plasmaätzen induziert wurden, die Beweglichkeit des 2DEGs stark einschränken. Diese Störstellen werden erst ab einer bestimmten Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  geladen und zeigen erst dann ihren Einfluss auf die Ladungsträger des 2DEGs. Für eine Verringerung der Ladungsträgerkonzentration  $n$ , die ebenso zu einem Anstieg des differentiellen Widerstandes führen könnte, zeigen sich keine Hinweise.

Für einen Effekt, der von der Höhe der Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  und nicht von der Höhe des Source-Drain-Stromes  $I_{SD}$  abhängt, spricht der Verlauf der drei Kennlinien der Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1$  V,  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V im Bereich C der Abbildungen 5.16 und 5.17. Die Kennlinie der Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -1$  V geht nach Überschreiten ihres Schwellwertes direkt in den Bereich des differentiellen Widerstandes  $dR_C$  über, den die anderen beiden Kennlinien erst nach einem Widerstandsanstieg von  $dR_B$  auf  $dR_C$  im Bereich einer Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} \approx \pm 0,1$  V erlangen. Aufgrund der unterschiedlichen Ströme am Punkt dieser Widerstandsanstiege (von  $V_G = 0$  V und  $V_G = +1$  V), ist der Anstieg nicht durch den Strom gegeben.

Für den zweiten Widerstandsanstieg liegt der Verdacht sehr nahe, dass die Seiten-Gates aufgrund von Leckströmen über die geätzten Bereiche hinweg nicht in der Lage sind, ihre vorgegebenen Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  zu halten.

Bestärkt wird diese Vermutung durch die Lage der Anstiege der differentiellen Widerstände

in Abbildung 5.16. Betrachtet man nur die absoluten Source-Drain-Spannungen so besteht noch kein direkter Zusammenhang. Betrachtet man aber stattdessen die Potentialdifferenz zwischen Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  und Seiten-Gates-Spannung  $V_G$  so zeigt sich eine konstante Potentialdifferenz der Form  $V_{\text{diff}} = V_{SD} - V_G = \text{const.} \approx -2,5 \text{ V}$ . Dies bestärkt auch erneut den linearen Zusammenhang mit  $m \approx 1$  (siehe Gl. (5.6)) zwischen Source-Drain-Spannung bzw. Schwellspannung und Seiten-Gate-Spannung, d. h. eine Erhöhung von  $V_{SD}$  führt unter gleicher Erhöhung von  $V_G$  zu gleichwertigen Zuständen im Kanal. Durch auftretende Leckströme, die ab  $V_{\text{diff}} \approx -2,5 \text{ V}$  einsetzen, besitzen die Seiten-Gates keine eindeutig definierten Potentiale mehr. Neben der Leitung durch den Kanal, kann es nun zusätzlich zu parallelem Stromfluss und Spannungsabfall über die Seitenflächen der Seiten-Gates kommen, so dass auch die Source- und Drain-Potentiale nicht mehr eindeutig definiert sind. Die Kennlinie in Abbildung 5.20, bei welcher die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = \frac{V_{SD}}{2}$  beträgt, zeigt in Bereichen hoher Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  ein sehr ähnliches Verhalten wie die Kennlinien aus Abbildung 5.13. Der zweite Anstieg des differentiellen Widerstandes weist eine Potentialdifferenz in der selben Größenordnung von ungefähr  $V_{\text{diff}} \approx -2,0 \text{ V}$  auf. Außerdem liegen die differentiellen Widerstände selbst alle in der gleichen Größenordnung von  $dR_D \approx 1 \text{ M}\Omega$  und die Maximalströme sind mit ca.  $I_D = 30 \text{ }\mu\text{A}$  bis  $I_D = 33 \text{ }\mu\text{A}$  gut vergleichbar.

## 5.5. Reproduzierbarkeit

Um zu untersuchen, inwieweit die beobachteten Phänomene über die Geometrie hinaus von den Eigenschaften des Ausgangsmaterials abhängen, wurde eine zweite Probe, Probe II präpariert. Diese Probe ist ebenfalls eine planare Diode mit Seiten-Gates, jedoch ist sie aus dem Material 13273 hergestellt (siehe Abschnitt 3.1).

In Abbildung 5.22 sind die  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien im Source-Drain-Spannungsintervall  $V_{SD} = \pm 1,5$  V gezeigt, wobei die Seiten-Gate-Spannungen von  $V_G = -1,0$  V bis  $V_G = +1,0$  V in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1$  V variiert werden. Das positive Source-Drain-Spannungsintervall (Bereich A) kann erneut der Sperrrichtung und die Durchlassrichtung für den Großteil der Kennlinien ( $V_G = +1,0$  V bis  $V_G = -0,5$  V) dem Bereich B zugeordnet werden. Für größere negative Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  steigt der differentielle Widerstand an und der Kanal wird gesperrt bzw. für die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G < -0,5$  V erstmalig geöffnet. Die differentiellen Widerstände des Bereichs C sind für die drei Kennlinien ebenfalls

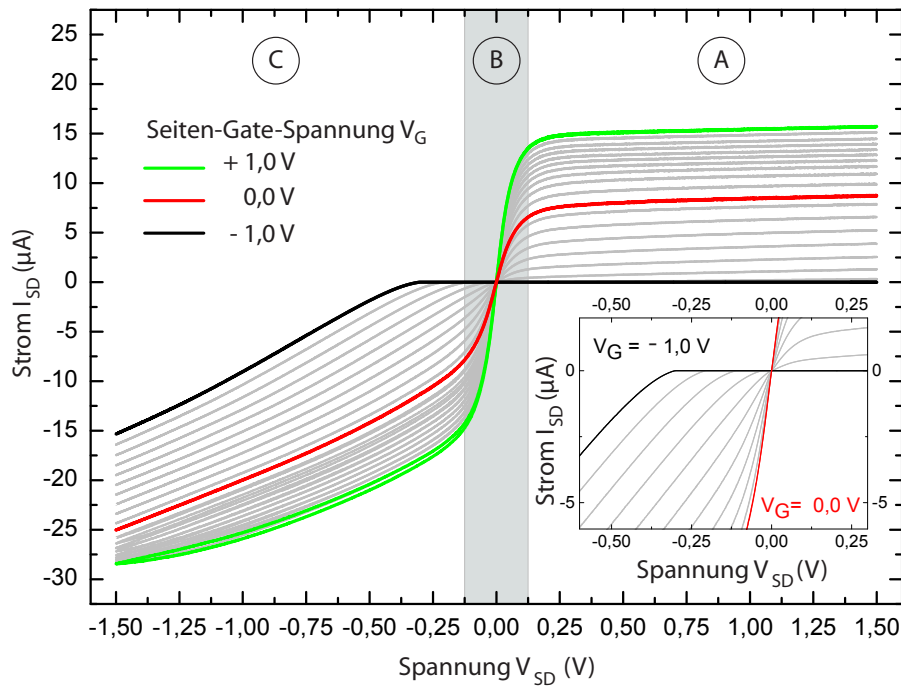


Abbildung 5.22.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien für die Seiten-Gate-Spannungen von  $V_G = -1$  V bis  $V_G = +1$  V in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1$  V. Vergrößerte Darstellung des Schwellwertbereichs für Seiten-Gate-Spannungen von  $V_G = -1$  V bis  $V_G = 0$  V in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1$  V.

untereinander und im Vergleich zu Probe I in der selben Größenordnung:  $dR_C = 72,0 \text{ k}\Omega$  ( $V_G = +1 \text{ V}$ ),  $dR_C = 87,4 \text{ k}\Omega$  ( $V_G = 0 \text{ V}$ ) und  $dR_C = 77,5 \text{ k}\Omega$  ( $V_G = -1 \text{ V}$ ). Die Kennlinien weisen für die stärksten negativen Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  die besten nichtlinearen Kennlinien auf. Dabei zeigen die  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien, die zu den Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1,0 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,7 \text{ V}$  gehören, das stärkste gleichrichtende Verhalten, da sie im positiven Source-Drain Spannungsbereich (Bereich A) keinen bzw. keinen messbaren Strom ( $I_A \approx 0 \text{ }\mu\text{A}$ ) und einen Schwellwert bei negativen Source-Drain-Spannungen  $V_{SD}$  besitzen. Eine ideale Diodenkennlinie mit einer Schwellspannung von  $V_{Schwell} = 0 \text{ V}$  kann unter den gegebenen Strukturgrößen dieser Probe nicht realisiert werden. Dafür müsste eine Probe mit einer effektive Kanalbreite von  $k_{\text{eff}} = 0 \text{ nm}$  bei  $V_{SD} = 0 \text{ V}$  und  $V_G = 0 \text{ V}$  präpariert werden.

Die Abbildung 5.22 enthält zudem eine vergrößerte Darstellung des Schwellwertbereichs. Der Schwellwert  $V_{Schwell}$  wird für die Kennlinien mit den Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -1,0 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,7 \text{ V}$  bestimmt. Abbildung 5.23 zeigt die graphische Auftragung der Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über die zugehörige Seiten-Gate-Spannung  $V_G$ . Durch lineare Interpolation lassen sich die Messpunkte bis auf eine Unsicherheit von ca. 3 % in der

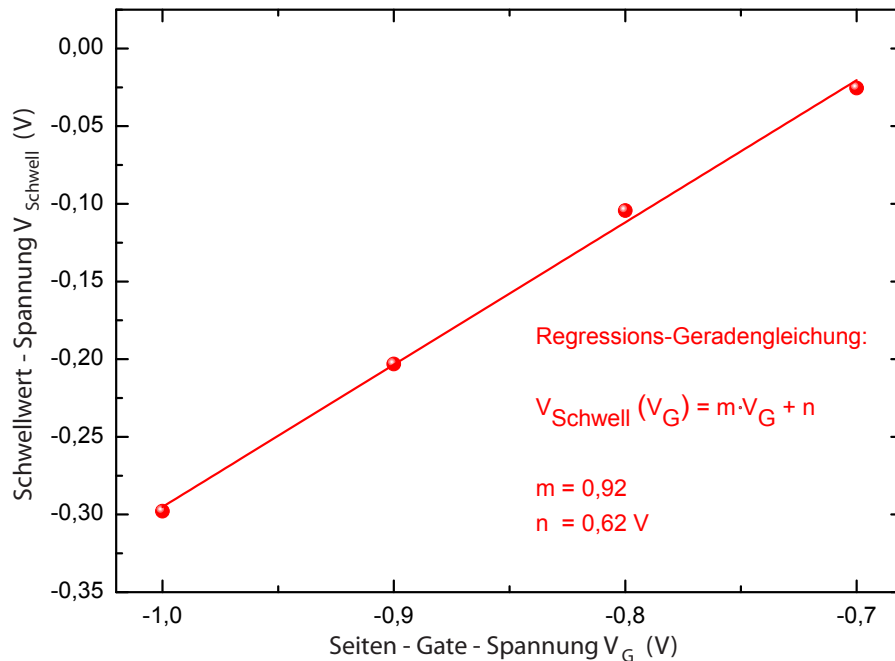


Abbildung 5.23.: Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über Seiten-Gate-Spannungen für  $V_G = -1 \text{ V}$  bis  $V_G = -0,7 \text{ V}$  in Schritten von  $\Delta V_G = 0,1 \text{ V}$ .

Steigung sehr gut miteinander verbinden. Die Gleichung der Regressionsgeraden lautet:

$$V_{Schwell}(V_G) = 0,92 \cdot V_G + 0,62V. \quad (5.7)$$

Im Rahmen der Messunsicherheit hat die Steigung  $m = 0,89$  der Schwellwert-Geraden der Probe I aus Gleichung (5.6) den gleich Wert. Jedoch sind die Achsenabschnitte mit  $n = 0,15$  V (Probe I) und  $n = 0,62$  V (Probe II) unterschiedlich.

Dies ist auf die unterschiedlichen Kanalbreiten  $k_{\text{eff}} = 186$  nm (Probe I) und  $k_{\text{eff}} = 220$  nm (Probe II) und den daraus resultierenden, unterschiedlichen Schwellspannungen in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannung zurückzuführen. Ausschlaggebend sind die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  bei denen die Kennlinien erstmalig bei  $V_{SD} = 0$  V einen unendlich großen differentiellen Widerstand  $dR_B \rightarrow \infty$  besitzen. Für Probe I beträgt die Seiten-Gate-Spannung  $V_G = -0,15$  V, für Probe II hingegen schon  $V_G = -0,7$  V (vgl. Abb. 5.17 und 5.22). Daraus resultieren Schwellspannungen für Probe I bis maximal  $V_{Schwell} \approx 0$  V und für Probe II bis maximal  $V_{Schwell} \approx -0,3$  V. Die Werte der Schwellspannung der Seiten-Gate-Spannung sind jeweils fast identisch, da die Steigung den Wert  $m \approx 1$  besitzt.

Außerdem bestehen Probe I und Probe II aus unterschiedlichen Heterostrukturen, die unterschiedliche Beweglichkeiten, Ladungsträgerdichten und 2DEG-Tiefen besitzen, die zu grundlegend unterschiedlichen Voraussetzungen im Kanal und seinen Verarmungszonen führen. Gewisse Unterschiede in der Abhängigkeit des Stromes  $I_{SD}$  von den Spannungen  $V_{SD}$  und  $V_G$  sind folglich zu erwarten.

Diese planare Diode mit Seiten-Gates (Probe II) ist somit ebenfalls ein einstellbarer Gleichrichter, dessen Schwellwert mit Hilfe von Seiten-Gate-Spannungen bis maximal  $V_G = -1$  V von  $V_{Schwell} = -0,3$  V bis annähernd  $V_{Schwell} = 0$  V durchstimmbar ist.

## 5.6. Frequenzabhängigkeit des Gleichrichters

Nachdem in den letzten Abschnitten die gleichrichtende Funktion der Proben unter Gleichstrombedingungen gezeigt wurde, folgen nun die Untersuchungen der Frequenzabhängigkeit des gleichrichtenden Verhaltens. Die Abbildung 4.3 in Abschnitt 4.2.2 zeigt den Messaufbau.

Die wichtigen Messgrößen sind der Proben-Strom  $I_{SD}$  in Abhängigkeit der Eingangsspannung  $V_{SD}$ . Dabei wird der Proben-Strom  $I_{SD}$  nicht direkt gemessen, sondern mit Hilfe des Spannungsabfalls  $V_A$  über einen Widerstand  $R = 9,97 \text{ k}\Omega$  detektiert. Die Eingangsspannung  $V_{SD}$  wird mit Hilfe eines Frequenzgenerators variiert. Die erzeugten Eingangssignale sind sinus-, dreieck- oder rechteckförmig.

### 5.6.1. Gleichrichtung mit geerdeten Seiten-Gates

Die grundlegendste Messung liefert der Fall für geerdete Seiten-Gates, d. h. die Seiten-Gate-Spannung beträgt  $V_G = 0 \text{ V}$  gegenüber dem Drain-Potential.

#### Sinus-Signal

Zunächst wird eine Sinus-förmige Eingangsspannung mit einer maximalen Amplitude von  $V_{SD} = \pm 1,5 \text{ V}$  angelegt. Die Frequenz der Sinusspannung wird von  $f = 100 \text{ Hz}$  bis  $f = 1 \text{ MHz}$  variiert. Abbildung 5.24 zeigt das Verhalten des Ausgangssignals  $I_{SD}$  (rot) im Vergleich zum Eingangssignal  $V_{SD}$  (schwarz).

Bei einer Frequenz von  $f = 100 \text{ Hz}$  ist in Abbildung 5.24a das gleichrichtende Verhalten deutlich zu erkennen. In der negativen Halbwelle, was der Durchlassrichtung entspricht, kann der Strom ungehindert fließen. In der positiven Halbwelle hingegen, die der Sperrrichtung entspricht, wird ab einem bestimmten Wert das Signal gesperrt. Dies äußert sich in dem Plateau bei ca.  $I_{SD} = 3 \text{ }\mu\text{A}$ . Betrachtet man nun die Erhöhung der Frequenz von  $f = 100 \text{ Hz}$  dekadisch auf  $f = 1 \text{ MHz}$  (siehe Abb. 5.24a-e), so zeigt sich, dass das Ausgangssignal gegenüber dem Eingangssignal immer stärker verschoben wird, bis letztendlich das Ausgangssignal dem Eingangssignal nicht mehr folgt und nur noch einem konstanten Strom von  $I_{SD} \approx -6 \text{ }\mu\text{A}$  entspricht.

Dieses Verhalten wird durch Abbildung 5.25 erklärt. In dieser Abbildung sind 6 Kennlinienverläufe jeweils mehrerer Perioden aufgetragen. Dabei wird das Ausgangssignal  $I_{SD}$  als Funktion des Eingangssignals  $V_{SD}$  aufgetragen. Somit stellen diese Kennlinienverläufe auch Phasendiagramme dar, in denen die Phasenverschiebung deutlich wird. Die Kennlinien sind für den Gleichspannungsfall und die 5 Frequenz-Fälle von  $f = 100 \text{ Hz}$  bis  $f = 1 \text{ MHz}$  aufgetragen.



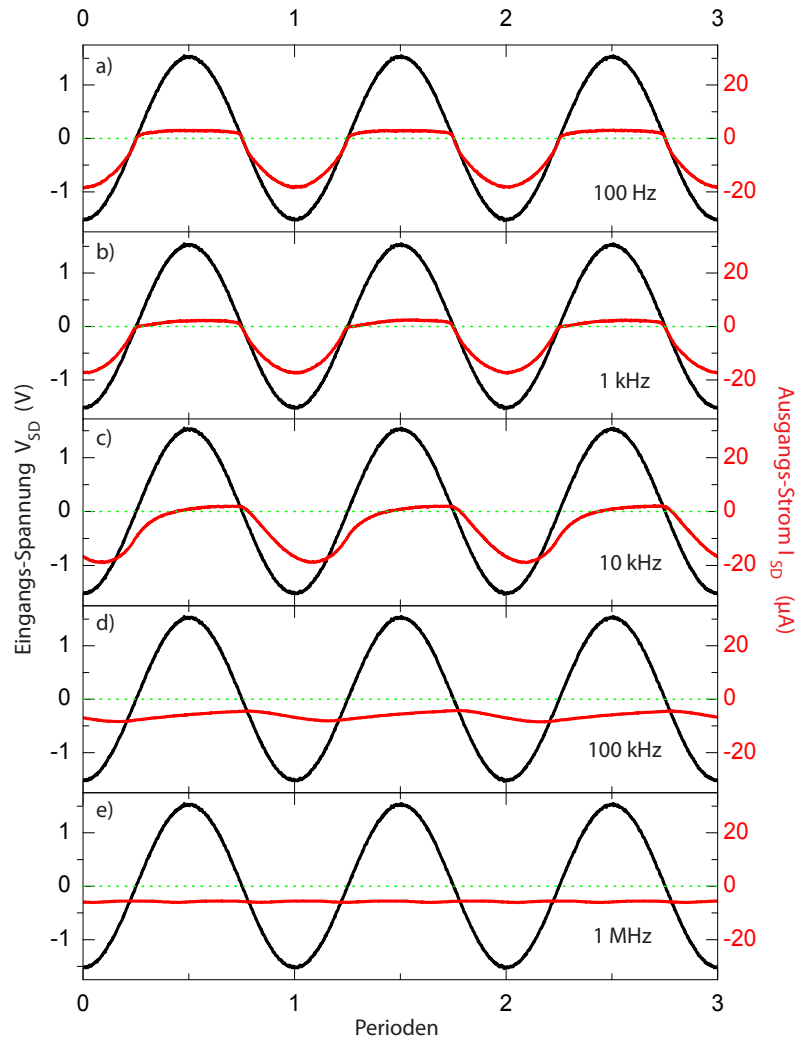


Abbildung 5.24.: Gleichrichtendes Verhalten der Diode (Probe I) bei angelegter Sinus-Spannung mit maximaler Amplitude  $V_{SD} = \pm 1,5$  V und den Frequenzen  $f = 100$  Hz (a),  $f = 1$  kHz (b),  $f = 10$  kHz (c),  $f = 100$  kHz (d) und  $f = 1$  MHz (e). Die Eingangs-Spannung  $V_{SD}$  (schwarz), der Ausgangs-Strom  $I_{SD}$  (rot) und die Nulllinie (grün gepunktet) sind über die Periode aufgetragen.

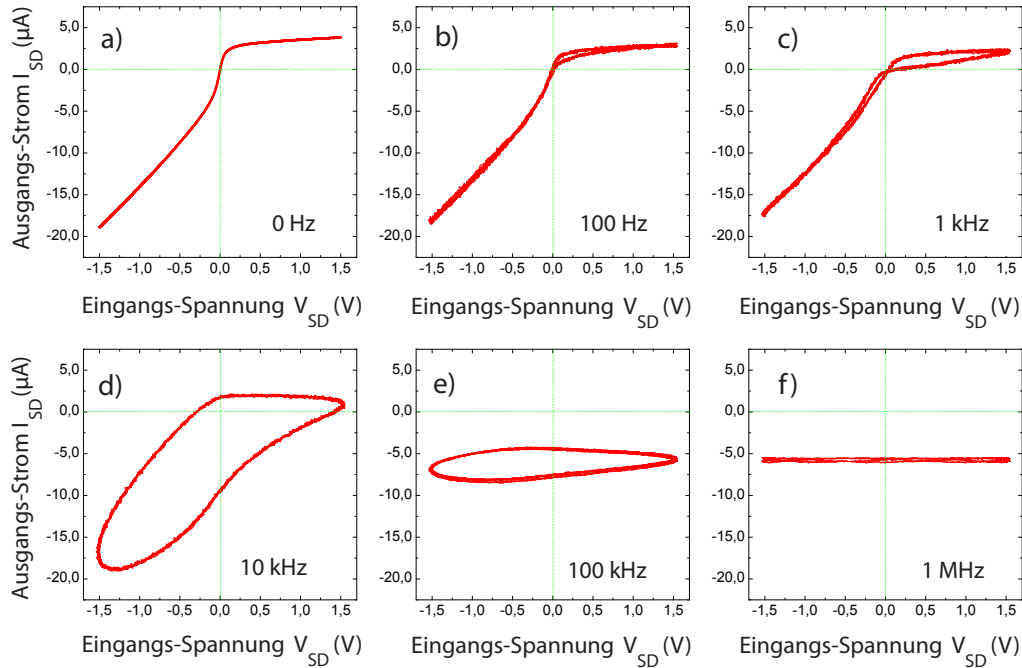


Abbildung 5.25.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für die Sinus-Eingangsspannungen  $V_{SD}$  mit den Frequenzen  $f = 0$  Hz (Gleichspannungsfall) (a),  $f = 100$  Hz (b),  $f = 1$  kHz (c),  $f = 10$  kHz (d),  $f = 100$  kHz (e) und  $f = 1$  MHz (f).

Für den Gleichspannungsfall ( $f = 0$  Hz) zeigt sich die bekannte Kennlinie (vergleiche Abbildung 5.9). Bei einer angelegten Sinus-Spannung mit einer Frequenz von  $f = 100$  Hz bis  $f = 1$  kHz (Abb. 5.25b+c) ergibt sich eine leicht geöffnete Kennlinie, was der Phasenverschiebung, die durch das RC-Glied verursacht wird, zuzuschreiben ist. Erhöht man die Frequenz weiter auf  $f = 10$  kHz bis  $f = 100$  kHz (Abb. 5.25d+e), so verschiebt sich die Phase immer stärker und aufgrund dessen öffnet sich die Kennlinie stärker. Die Phasenverschiebung ist auch deutlich in der zugehörigen Auftragung in Abbildung 5.24 zu erkennen. Die Verschiebung der Extrema der Ausgangsströme der positiven Halbwelle im Vergleich der Maxima der Eingangsspannung nimmt mit Erhöhung der Frequenz  $f$  zu, bis zwischen den Frequenzen  $f = 10$  kHz bis  $f = 100$  kHz diese Verschiebung eine Viertel Periode beträgt, was einer Phasenverschiebung von ca.  $90^\circ$  entspricht. Da es schwierig ist, die Phasenverschiebung exakt zu bestimmen, wird die Grenzfrequenz des Systems auf etwa  $f = 10$  kHz bis  $f = 100$  kHz abgeschätzt. Im weiteren Verlauf (Abb. 5.25f) wird der typische Kennlinienverlauf ganz aufgehoben, bis nur noch ein konstanter negativer Strom  $I_{SD} \approx -6 \mu\text{A}$  existiert. Dies zeigt, dass auch weit jenseits der Grenzfrequenz Gleichrichtung

im Sinne von „Erzeugung eines Gleichstromsignals aus einer Wechselspannung“ möglich ist. Während der hochfrequente Anteil des Stromsignals durch den großen RC-Wert des Bauteils vollständig weggedämpft ist, ist der niederfrequente Anteil weiterhin vorhanden.

Das gleichrichtende Verhalten äußert sich somit nur noch in einer „geöffneten“ Diode, die das abwechselnde Sperr- und Durchlassverhalten unterdrückt. Somit entwickelt sich der Halbwellengleichrichter für höhere Frequenzen zu einem Konstantstromgleichrichter. Diese Konstantstromgleichrichtung kann bis zu Frequenzen von  $f = 20$  MHz beobachtet werden und erste weiterführende Messungen deuten an, dass die Gleichrichtung auch in Bereichen bis zu  $f = 200$  MHz beobachtet werden kann.

### Sinus-, Dreieck- und Rechteck-Signal

Zusätzlich zur Sinus-Eingangsspannung wird untersucht, wie der Gleichrichter auf Dreieck- und Rechteck-Signale reagiert. Abbildung 5.26 zeigt die drei Eingangssignalvarianten  $V_{SD}$  für eine Frequenz von  $f = 1$  kHz.

Sowohl das Sinus- als auch das Dreieck-Signal werden von der Diode ohne sichtbare Zeitverzögerung in der positiven Halbwelle gesperrt und in der negativen Halbwelle durchgelassen. Für das Rechteck-Signal zeigt die Diode auch ein gleichrichtendes Verhalten, jedoch ist deutlich zu erkennen, dass die Diode eine zeitliche Verzögerung aufweist. Durch das angelegte Rechtecksignal erfolgt immer ein Sprung des Eingangssignals von  $V_{SD} = \pm 1,5$  V auf  $V_{SD} = \mp 1,5$  V (Spannungsdifferenz von  $\Delta V_{SD} = \pm 3$  V). Die Flankensteilheit des Rechtecksignals liegt bei 18 ns. Der Diode ist es nicht direkt möglich zu den zugehörigen Strömen von  $I_{SD} = 4 \mu\text{A}$  (bei  $V_{SD} = +1,5$  V) und  $I_{SD} = -19 \mu\text{A}$  (bei  $V_{SD} = -1,5$  V) zu springen; die Kennlinie zeigt eine Anfahrrampe bzw. asymptotische Annäherung zu diesen Werten.

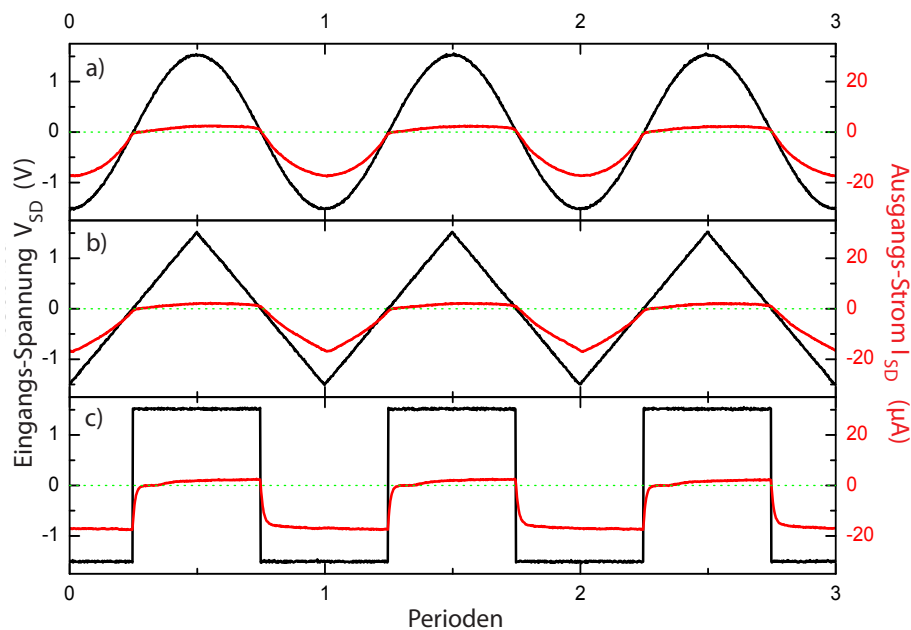


Abbildung 5.26.: Gleichrichtendes Verhalten der Diode (Probe I) bei den angelegten Eingangsspannungen  $V_{SD}$  als Sinus- (a), Dreieck- (b) und Rechteck-Signal (c) mit der Frequenz  $f = 1$  kHz. Die Eingangs-Spannung  $V_{SD}$  (schwarz), der Ausgangs-Strom  $I_{SD}$  (rot) und die Nulllinie (grün gepunktet) sind über der Periode aufgetragen.

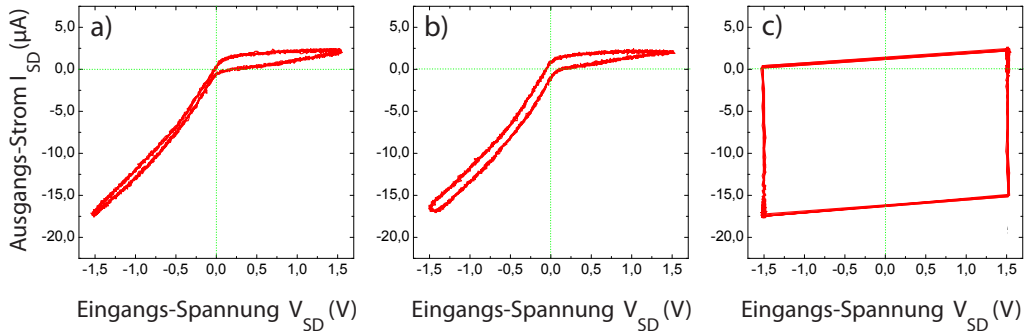


Abbildung 5.27.:  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien der Diode (Probe I) für eine Sinus- (a), Dreieck- (b) und Rechteck-Eingangsspannungen  $V_{SD}$  (c) bei einer Frequenz von  $f = 1$  kHz.

In Abbildung 5.27 werden die aus den in Abbildung 5.26 gezeigten Messungen resultierenden Phasendiagramme dargestellt. Für die ersten beiden Fälle (Sinus- bzw. Dreieck-Signal) sind wieder die Gleichstrom-Kennlinien mit nur einer leichten Öffnung, die der Phasenverschiebung entspricht, erkennbar (Abb. 5.27a+b). Allerdings zeigt sich keine typische Kennlinie für das Rechteck-Signal (Abb. 5.27c). Es besitzt nur minimale Anfahrtsrampen (siehe Abb. 5.26c), deren Zeitintervall für das RC-Glied der Diode nicht ausreicht, um bei einem Spannungswechsel von  $V_{SD} = -1,5$  V nach  $V_{SD} = +1,5$  V, den Strom von  $I_{SD} \approx -17,5$   $\mu$ A auf  $I_{SD} \approx +2,5$   $\mu$ A zu ändern, es wird lediglich eine Stromänderung um  $\Delta I_{SD} \approx 2,5$   $\mu$ A erreicht (siehe Abb. 5.27c). Der restliche Wert erhöht sich in der halben Periode, während die Eingangsspannung  $V_{SD}$  konstant ist. Bei einer Verringerung der Flankensteilheit des Rechteck-Signals würden sich die Steigungen der „horizontalen Anteile“ der  $I_{SD}(V_{SD})$ -Auftragung erhöhen und sich soweit verschieben bis der Grenzfall des Dreiecksignals (siehe Abb. 5.27b) erreicht ist. Mit einer einfachen Abschätzung der Zeitverzögerung eines RC-Gliedes auf das Rechteck-Signal erhält man für eine fast vollständige Ladung bzw. Entladung des Kondensators die Zeit  $t = 5 \cdot \tau$ . Hierbei ist  $\tau$  die Zeit, bei der die Entladung um den Faktor  $(1 - \frac{1}{e})$  fortgeschritten ist bzw. die Ladung um  $(1 - \frac{1}{e})$  zugenommen hat [38]. Es ergibt sich  $\tau = 8$   $\mu$ s bzw.  $t = 40$   $\mu$ s mit der zugehörigen Grenzfrequenz  $f_{Grenz} = 25$  kHz. Dies entspricht in etwa der abgelesenen Zeit in Abbildung 5.26, bei der der Ausgangsstrom auf 0  $\mu$ A zurückgegangen ist.

### 5.6.2. Gleichrichtung bei verschiedenen Seiten-Gate-Spannungen

Neben unterschiedlichen Eingangssignalen  $V_{SD}$  mit der Frequenz  $f$  kann mit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  ein weiterer Parameter variiert werden, um die Durchstimmbarkeit des gleichrichtenden Verhaltens in der Frequenzabhängigkeit zu bestimmen. Im Folgenden werden der geerdete Fall und die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = -0,1$  V,  $V_G = -0,5$  V und  $V_G = -0,9$  V bei einem Sinus-förmigen Eingangssignal und einer Frequenz von  $f = 1$  kHz untersucht. Aus Abbildung 5.16 in Abschnitt 5.3.3 wurde deutlich, dass mit größerer ne-

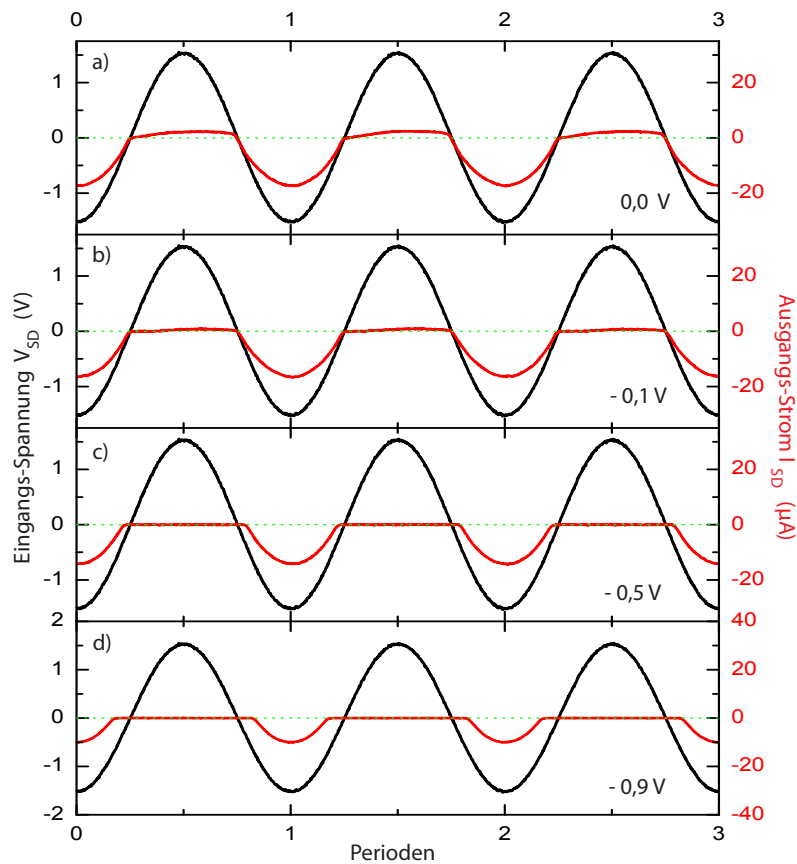


Abbildung 5.28.: Gleichrichtendes Verhalten der Diode (Probe I) bei angelegter Sinus-Spannung  $V_{SD}$  von  $f = 1$  kHz für die Seiten-Gate-Spannungen  $V_G = 0$  V (geerdeter Fall) (a),  $V_G = -0,1$  V (b),  $V_G = -0,5$  V (c) und  $V_G = -0,9$  V (d). Die Eingangs-Spannung  $V_{SD}$  (schwarz), der Ausgangs-Strom  $I_{SD}$  (rot) und die Nulllinie (grün gepunktet) sind über die Periode aufgetragen.

gativer Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  die Kennlinien immer stärker einer idealen Halbwellen-Gleichrichtung entsprechen, die in Sperrrichtung einen Nullstrom besitzt und in Durchlassrichtung ab einer Schwellspannung  $V_{Schwell}$  öffnet. Dabei steigt nach Gleichung 5.6 der Schwellwert  $V_{Schwell}$  mit steigender Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  linear an.

Abbildung 5.28 zeigt die graphische Auftragung des Eingangssignals  $V_{SD}$  und Ausgangssignals  $I_{SD}$  über die Perioden bei einer Frequenz von  $f = 1$  kHz. Der Fall  $V_G = 0$  V (Abb. 5.28a) ist aus den Betrachtungen um Abbildung 5.25 bekannt. Als neue Messungen sind die Abbildungen 5.25b-d hinzugekommen. Sie zeigen alle ein Verhalten, welches sich mit den Messungen aus Abbildung 5.16 deckt. Es wird deutlich, dass mit zunehmender Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  die Öffnung in der negativen Halbwelle erst bei immer größer werdenden Spannungen  $V_{SD}$  erfolgt. Dies steht im Einklang zu dem Schwellwertverhalten in Abhängigkeit der angelegten Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  nach Gleichung (5.6). Außerdem erfolgt die Sperrung in der positiven Halbwelle mit zunehmender Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  effektiver, d. h. der Proben-Strom  $I_{SD}$  bleibt über immer größere Bereiche konstant und übersteigt den Wert  $I_{SD} \approx 0$   $\mu$ A nicht mehr.

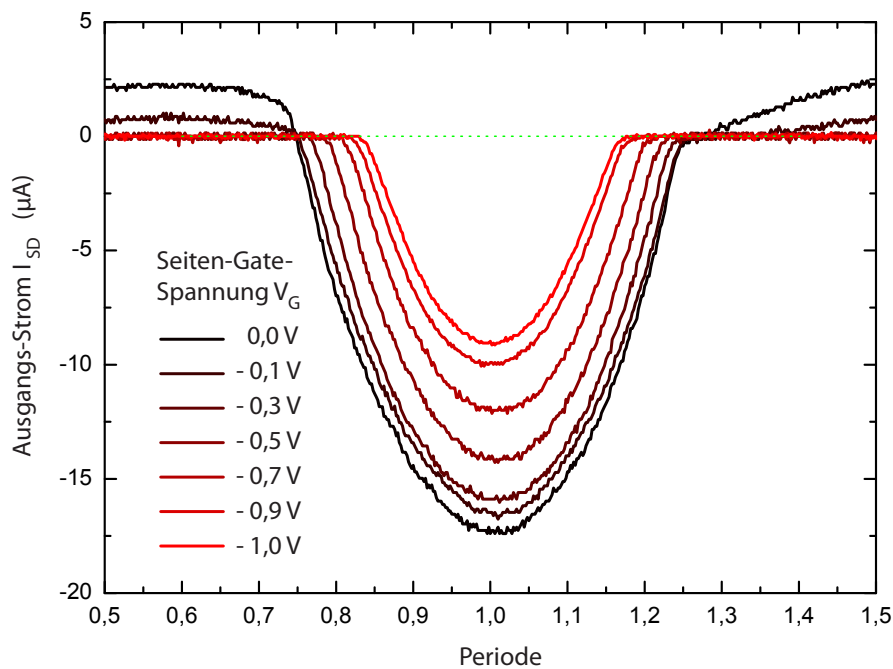


Abbildung 5.29.: Gleichrichtendes Verhalten der negativen Halbwelle für die Seiten-Gate-Spannungen von  $V_G = 0$  V bis  $V_G = -1,0$  V. Es sind deutlich die unterschiedlichen Schwellwerte erkennbar, bei denen der Durchlassbereich der Diode einsetzt (Nulllinie grün gepunktet).

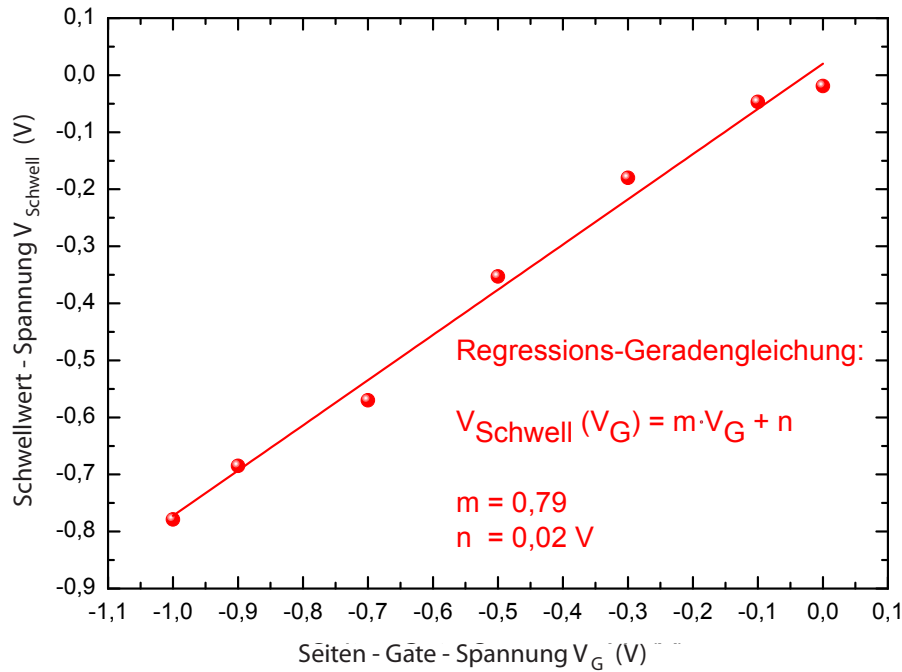


Abbildung 5.30.: Schwellwert-Spannung  $V_{Schwell}$  über Seiten-Gate-Spannungen für  $V_G = -1$  V bis  $V_G = -0$  V.

Für eine genauere Betrachtung des Schwellwertverhaltens in Abhängigkeit der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$  dient Abbildung 5.29. Sie zeigt den aufgetragenen Ausgangsstrom  $I_{SD}$  für eine negative Halbwelle. Es sind deutlich die unterschiedlichen Periodenzeitpunkte und somit die unterschiedlichen Spannungswerte der Öffnung der Diode zu erkennen. Werden diese Werte mit der zugehörigen Eingangsspannung  $V_{SD} = V_{Schwell}$  identifiziert, so kann die Schwell-Spannung  $V_{Schwell}$  als Funktion der Seiten-Gate Spannung  $V_G$  aufgetragen werden (Abbildung 5.30). Zwischen den Messpunkten besteht in guter Näherung mit einer Unsicherheit von 5 % in der Steigung eine lineare Abhängigkeit:

$$V_{Schwell}(V_G) = 0,79 \cdot V_G + 0,02V. \quad (5.8)$$

Unter frequenzabhängigen Eingangssignalen  $V_{SD}$  zeigt der Gleichrichter somit ebenfalls seine Durchstimmbarkeit für Schwellwerte von  $V_{Schwell} = -0,78$  V bis nahezu  $V_{Schwell} = 0$  V bei Seiten-Gate-Spannungen zwischen  $V_G = -1,0$  V und  $V_G = 0$  V.



## 6. Zusammenfassung

Innerhalb dieser Diplomarbeit wurde der nichtlineare Transport von Elektronen durch einen ca 400 nm-breiten Kanal in einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) untersucht. Dieser Elektronen-Kanal besitzt einen mittels Plasmaätzen hergestellten asymmetrischen Kanalrand, der wiederum zu einer asymmetrischen Potentiallandschaft führt. Es wurden  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien zwischen dem Source und Drain-Kontakt aufgenommen, die eine nichtlineare Diodencharakteristik zeigten. Grundlage dieses nichtlinearen Transportverhaltens ist ein Symmetriebruch im Kanalrand, der an den Seitenflächen einen Potentialverlauf verursacht, der je nach Anlegen einer externen Source-Drain-Spannung im Kanal zur Ladungsträgerverarmung (Kanalverschluss in Sperrrichtung) bzw. Ladungsträgeranreicherung (Kanalöffnung in Durchlassrichtung) führt. Diese planare Dioden-Struktur ist als self-switching device (SSD) bekannt und wurde dahin weiterentwickelt, dass die nichtlineare  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinie zusätzlich mittels Anlegen einer Spannung an zwei Seiten-Gates eine Durchstimmbarkeit des Schwell- und Sperrstromes ermöglicht. Die Diodencharakteristik wird im Gegensatz zu herkömmlichen p-n oder Schottky-Dioden durch die Probengeometrie erreicht und erlaubt daher auch die zusätzlich erreichte Einstellbarkeit der nichtlinearen Kennlinie.

Beginnend wurden Messungen an einer planaren Diode ohne Seiten-Gates (SSD) über einen großen Source-Drain-Spannungsbereich durchgeführt, um diese mit den bereits bekannten Arbeiten von Song *et al.* zu vergleichen. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung im nichtlinearen Kennlinienverhalten. Sowohl der Sperr- als auch der Durchlassbereich der Diode sind identifizierbar und entsprechen dem geschlossenen oder geöffneten 2DEG-Kanal, der erfolgreich mit dem Modell der Verarmungszonen erklärt werden kann. Die Kennlinien zeigen nahezu identisches Verhalten zu einem Junction-Field-Effekt Transistor (JFET).

Innerhalb des Hauptteils dieser Arbeit wurde eine neue planare Dioden-Struktur mit Seiten-Gates entwickelt, prozessiert und vermessen, die die angesprochene Durchstimmbarkeit des Schwell- und Sperrstromes ermöglicht. Es wurden  $I_{SD}(V_{SD})$ -Kennlinien aufgenommen, wobei zusätzlich zur angelegten Source-Drain-Spannung die Seiten-Gate-Spannung

$V_G$  variiert wurde. Für einen Seiten-Gate-Spannungsbereich von  $V_G = -1,0$  V bis ca.  $V_G = -0,55$  V zeigt die Diode gleichrichtendes Verhalten mit einem nicht messbaren Strom in Sperrrichtung und einer Schwellspannung  $V_{Schwell}$  in Durchlassrichtung, ab der eine nahezu lineare Abhängigkeit des Stromes von der Spannung auftritt. Die Schwellwerte der Spannung sind linear von der angelegten Source-Drain-Spannung abhängig und können so von  $V_{Schwell} = -0,75$  V bis  $V_{Schwell} = -0,15$  V kontinuierlich durchgestimmt werden. Dieses lineare Verhalten der Schwellspannung ist in sehr guter Übereinstimmung mit der erwarteten Abhängigkeit einer linearen Ausdehnung der Raumladungszonen in einem 2DEG bei Veränderung der angelegten Spannung. Diese Ergebnisse konnten auch anhand einer weiteren planaren Diode mit Seiten-Gates, die mittels einer anderen Heterostruktur hergestellt wurde, reproduziert werden.

Abschließend wurde untersucht, in welchem Maße das gleichrichtende Verhalten von der angelegten Frequenz des Eingangssignals abhängig ist und sich somit diese neuartige durchstimmbare Diode als Gleichrichter in Hochfrequenzanwendungen eignet. Bei einem sinusförmigen Eingangssignal konnte bis zu einer Frequenz von ungefähr  $f = 1$  kHz das typische Verhalten eines Halbwellengleichrichters beobachtet werden, der nur die negative Sinus-Halbwellen in Durchlassrichtung passieren lässt.

Zusätzlich lies sich das gleichrichtende Verhalten durch die Seiten-Gate-Spannung derart einstellen, dass sich eine Verschiebung des Schwellwertes zeigte. Es konnte, wie auch schon im Gleichspannungsfall, eine lineare Abhängigkeit der Schwellwertspannung von der Seiten-Gate-Spannung aufgestellt werden, so dass auch unter frequenzabhängigen Eingangssignalen eine Durchstimmbarkeit des Schwellwertes durch Variation der Seiten-Gate-Spannung gegeben ist.

Mit Erhöhung der Frequenz zeigte sich eine deutliche Phasenverschiebung zwischen der Eingangsspannung und dem Ausgangsstrom, welches bei ca.  $f = 25$  kHz annähernd  $90^\circ$  betrug und in sehr guter Übereinstimmung mit der Abschneidefrequenz des parasitären RC-Glied übereinstimmt. Oberhalb der Abschneidefrequenz von ca. 25 kHz zeigte sich nun unerwartet ein negativer Nettostrom, so dass das abwechselnde Sperr- und Durchlassverhalten der Diode ausblieb und aus einer Sinus-Wechselspannung ein konstanter Nettostrom resultierte. Aus einem Halbwellengleichrichter entwickelte sich somit ein Konstantstromgleichrichter. Diese Form der Gleichrichtung konnte bis zu Frequenzen von  $f = 20$  MHz beobachtet werden und erste weiterführende Messungen deuteten ein gleichrichtendes Verhalten bis hin zu  $f = 200$  MHz an.

## 7. Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit wurde ein mittels zweier Seiten-Gates durchstimmbarer Gleichrichter realisiert, der einstellbares gleichrichtendes Verhalten für Frequenzen weit oberhalb von 1 MHz zu zeigen scheint. Gerade die Möglichkeit eines planaren Gleichrichters für hohe Frequenzen stellt einen Ausgangspunkt für weiter vertiefende Untersuchungen der Frequenzabhängigkeit und auch der Temperaturabhängigkeit dieses Gleichrichters dar. Ein hochfrequenzfähiger Gleichrichter, der dieses Verhalten bis zur Raumtemperatur aufrecht erhalten kann, wäre möglicherweise von technologischem Interesse. Neben der technologischen Relevanz weiterführender Untersuchungen ergeben sich aber auch aus den bisher ungeklärten Fragen interessante Themen für weiterführende Arbeiten.

So konnten die Anstiege des differentiellen Widerstandes in der Durchlassrichtung derzeit nicht zufriedenstellend erklärt werden. Erste Untersuchungen legten die Vermutungen nahe, dass der erste Anstieg des differentiellen Widerstandes möglicherweise seine Ursache in durch Plasmaätzen implementierten Störstellen am Kanalrand hat. Dieser Einfluss möglicher Störstellen kann durch Herstellung einer nasschemisch geätzten Probe ausgeschlossen bzw. untersucht werden.

Es könnte sich aber auch bei dem ersten Ansteigen des differentiellen Widerstands um einen physikalischen Effekt handeln: Bei hohen Strömen in Durchlassrichtung könnte es durch diesen nanometer-schmalen Kanal zu Turbulenzen im Elektronenstrom im zweidimensionalen Elektronengas kommen. Dieses ist derzeit sicherlich spekulativ, trotzdem eröffnet diese Vermutung den Weg für weitere hochfrequente Rauschmessungen an dem hier vorgestellten Bauelement. Die Existenz von Turbulenzen im 2DEG-Kanal könnte auch mit einer zeitaufgelösten Messung im MHz bis GHz-Bereich überprüft werden.

Der zweite differentielle Widerstandsanstieg scheint zu entstehen, da die Seiten-Gates aufgrund von Leckströmen über die geätzten Bereiche hinweg nicht in der Lage sind, ihre vorgegebenen Seiten-Gate-Spannungen  $V_G$  zu halten. Dies geschieht ab einer bestimmten Potentialdifferenz zwischen der Source-Drain-Spannung  $V_{SD}$  und der Seiten-Gate-Spannung  $V_G$ . Die Seiten-Gates und auch der Source- und Drain-Kontakt besitzen dann kein defi-

niertes Potential mehr, da der Stromfluss und der Spannungsabfall nicht mehr nur über den Kanal, sondern auch über die Flächen der Seiten-Gates möglich ist. Es besteht kein Anhaltspunkt, dass die Sperrungen auf die Modulation der Verarmungszonen zurück zu führen sind.

Auch hier würde eine nasschemisch geätzte Probe diese Vermutungen bestätigen können. Untersuchungen des  $I_{SD}(V_{SD})$ -Verhaltens könnten zeigen, ob die Anstiege des differentiellen Widerstandes möglicherweise ausbleiben oder ob sich neue Abhängigkeiten von der Source-Drain-Spannung, der Seiten-Gate-Spannung und ihrer Differenz ergeben.

Außerdem sollte die Herstellung kleinerer 2DEG-Kanalbreiten angestrebt werden, da so ein einstellbarer Gleichrichter geschaffen werden könnte, der ohne oder sogar mit positiver angelegter Seiten-Gate-Spannung einen verschlossenen Kanal besitzt. Somit wäre die Durchstimmbarkeit der Schwellspannung über noch größere Bereiche der Seiten-Gate-Spannung möglich.

# A. Parameter der Probenpräparation

## A.1. Maskenherstellung

Maske aus chrombeschichtetem Quarzsubstrat

- **Säubern:** 12h Aceton, Isopropanol und Ultraschallbad mit höchster Intensität
- **Belacken:** Copolymer PMMA 6% von Allresist (30 s bei 6000 U/min)
- **Aushärten:** Heizplatte: bei 150 °C für 10 Minuten
- **Strukturen mit REM schreiben:**
  - Beschleunigungsspannung: 5 kV
  - Blende: 30  $\mu\text{m}$
  - Dosis: 25  $\mu\text{C}$
- **Entwickeln:**
  - Entwickler: 120 s AR 600-50 von Allresist
  - Stopper: 30 s AR 600-60 von Allresist
- **Ätzen:**
  - ca. 3 Minuten in Cr-Ätze
  - 2x H<sub>2</sub>O als Stopper (30 s)

Cr-Ätze: 50 g Cer-IV-Ammoniumnitrat ( $\text{Ce}(\text{NH}_4)_2\text{NO}_3$ )<sub>6</sub>, 10 ml C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>O<sub>2</sub> (99%-ig), 200 ml H<sub>2</sub>O
- **Remover:** AR 600-70 von Allresist, Aceton, Isopropanol

## A.2. Mesaherstellung

- **Probe säubern:** Aceton und Isopropanol
- **Probe belacken:** AZ1518 von Microchemicals (30 s bei 6000 U/min)
- **Probe aushärten:** Heizplatte: bei 100 °C für 1 Minute
- **Probe belichten:** Maskaligner mit 15 s
- **Probe entwickeln:**
  - Entwickler: 30-60s AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4)
  - Stopper: 2x H<sub>2</sub>O als Stopper (30 s)
- **Probe ätzen:**
  - 150s (0,7nm/s) für ca. 100nm in GaAs-Ätze
  - 2x H<sub>2</sub>O als Stopper (30 s)

GaAs-Ätze: H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (94%-ig), H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (31%-ig) und H<sub>2</sub>O [3:1:100]
- **Remover:** Aceton, Isopropanol

## A.3. Ohmsche Kontakte

- **Probe säubern:** Aceton und Isopropanol
- **Probe belacken:** AZ1518 von Microchemicals (30 s bei 6000 U/min)
- **Probe aushärten:** Heizplatte: bei 100 °C für 1 Minute
- **Probe belichten:** Maskaligner mit 15 s
- **Probe entwickeln:**
  - Entwickler: 30-60s AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4)
  - Stopper: 2x H<sub>2</sub>O als Stopper (30 s)
- **Probe bedampfen:**
  - Proben I, II, IV und V: 10nm Ni, 80nm AuGe, 50nm Au
  - Probeb III: 10nm Ni, 45nm AuGe, 50nm Au
- **Lift-Off:** 2x Aceton, Isopropanol eventuell Ultraschallbad

- **Einlegierung der Ohmschen Kontakte:** Heizvorgang: unter Schutzgasatmosphäre (Schutzgas Arcal 15: 94% Ar und 6% H<sub>2</sub>)
  - 5 min bei 200 °C
  - 2 min bei 400 °C
  - 30 s bei 450 °C

## A.4. Kanäle schreiben

- **Probe säubern:** Aceton und Isopropanol
- **Probe blacken:** ZEP-Lack (30 s bei 6000 U/min)
- **Probe aushärten:** Heizplatte: bei 180 °C für 2 Minuten
- **Kanäle mit REM schreiben:**
  - Beschleunigungsspannung: 20 kV
  - Blende: 20  $\mu\text{m}$
  - Dosis: 32  $\mu\text{C}$
- **Probe entwickeln:**
  - Entwickler: 80 s Zep500N
  - Stopper: 30 s Isopropanol
- **Plasmaätzen:** Schonende GaAs-Ätze für 45s bei einer Ätzrate von ca. 150 nm/min
  - Druck: 2,0 mTorr
  - Fluss SiCl<sub>4</sub>: 4,5 sccm
  - Fluss Ar: 4,5 sccm
  - Leistung ICP (engl.: inductively coupled plasma): 60 W
  - Leistung RF (engl.: radio frequency): 23 W
  - Resultierende DC-Bias: ca. 60 V
- **Remover:** 1165, Aceton, Isopropanol





## B. Wachstumsprotokolle

### B.1. Probenmaterial 12071

Material	Temperatur (°C)	Zeit (s)	Schichtdicke (nm)
GaAs	715,0	263,2	50,0
GaAs	715,0	26,3	5,0
AlAs	715,0	49,0	5,0
GaAs	715,0	3421,1	650,0
Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As	715,0	68,5	20,0
Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As:Si	715,0	188,4	55,0
GaAs:Si	715,0	26,3	5,0

Tabelle B.1.: Wachstumsprotokoll 1 (Probenmaterial 12071)

### B.2. Probenmaterial 13273

Material	Temperatur (°C)	Zeit (s)	Schichtdicke (nm)
GaAs	654,0	245,4	50,0
GaAs	654,0	24,5	5,0
AlAs	654,0	48,4	50,0
GaAs	654,0	3189,4	50,0
Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	654,0	65,1	50,0
Si – $\delta$	654,0	300,0	50,0
Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	654,0	6,5	50,0
Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	654,0	91,2	50,0
GaAs:Si	654,0	25,9	50,0

Tabelle B.2.: Wachstumsprotokoll 2 (Probenmaterial 13273)



## C. Magnetfeldmessungen

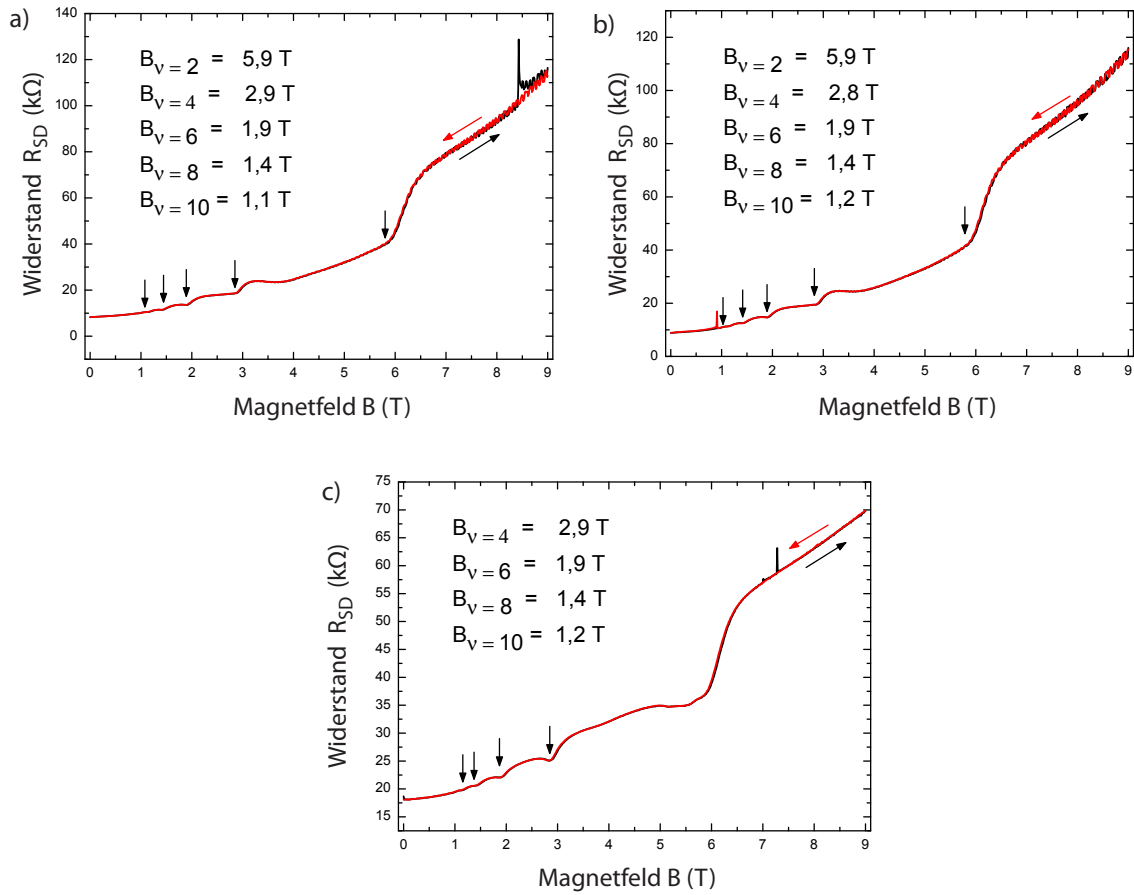


Abbildung C.1.: Auftragung des Widerstandes  $R_{SD}$  über das Magnetfeld  $B$  für eine konstante Source-Drain-Spannung von  $V_{SD} = -0.01$  V (a),  $V_{SD} = +0.01$  V (b) und  $V_{SD} = +0.1$  V (c). Durch die lokalen Extremalwerte im Widerstandsverlauf werden die zu den Füllfaktoren  $\nu$  gehörenden Magnetfelder  $B$  identifiziert. Die schwarze Messkurve wurde für ein ansteigendes, die rote Messkurve für ein abfallendes Magnetfeld aufgenommen.

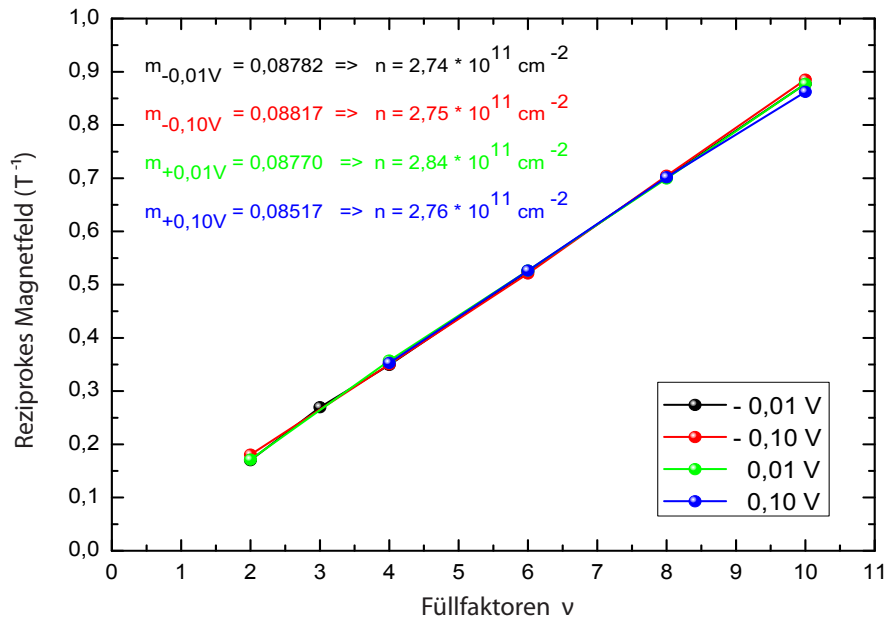


Abbildung C.2.: Landau-Auftragung: Reziprokes Magnetfeld  $B^{-1}$  über Füllfaktor  $\nu$  für die konstante Source-Drain-Spannung  $V_{SD} = -0,1 \text{ V}$ ,  $V_{SD} = -0,10 \text{ V}$ ,  $V_{SD} = +0,01 \text{ V}$  und  $V_{SD} = +0,1 \text{ V}$ . Aus der Steigung der Regressionsgeraden kann die Elektronen-Ladungsträgerkonzentration gemäß Gleichung (5.1) ermittelt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Dingle, R.; Störmer, H. L., Gossard, A. C.; Wiegmann, W.; *Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices*; Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 665-667.
- [2] Pfeiffer, L.; West, K. W.; Stormer, H. L.; Baldwin, K. W.; *Electron mobilities exceeding  $10^7 \text{ cm}^2/\text{V s}$  in modulation-doped GaAs*; Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 1888-1890.
- [3] Song, A.M.; Lorke, A.; Kriele, A.; Kotthaus, J.P.; Wegscheider, W.; Bichler, M.; *Nonlinear Electron Transport in an Asymmetric Microjunction: A Ballistic Rectifier*; Phys. Rev. B **46** (1992) 4026-4034.
- [4] Ganczarczyk, A.; *Diplomarbeit: Ballistischer Transport in Halbleiterheterostrukturen unter dem Einfluss von asymmetrischen Potenzialen*; Universität Duisburg-Essen, 2007.
- [5] Song, A.M.; Missous, M.; Omling, P.; Peaker, A.R.; Samuelson, L.; Seifert, W.; *Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel. A self-switching device*; Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 1881-1883.
- [6] Balocco, C.; Halsall, M.; Vinh, N.Q.; Song, A. M.; *THz operation of asymmetric nanochannel devices*; Condens. Matter **20** (2008) 384203.
- [7] Lorke, A.; *Halbleiterstrukturen, Teil II : Halbleiter-Quantenstrukturen*; Skript zur Vorlesung, Universität Duisburg-Essen, 2006.
- [8] Davies, J. H.; *The physics of low-dimensional semiconductors. An introduction*; (Cambridge University Press) 1998.
- [9] Sze, S. M.; *Physics of Semiconductor Devices*; 2. Auflage (New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley and Sons) 1981.
- [10] Ibach, H.; Lüth, H.; *Festkörperphysik*; 6. Auflage (Berlin, Heidelberg, New York; Springer-Verlag) 2002.

- [11] Ando, T.; *Self-Consistent Results for a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunction. I. Sub-band Structure and Light-Scattering Spectra*; Journal of the Physical Society of Japan, Vol. **51** (1982) No. 12, 3893-3899.
- [12] Ando, T.; *Self-Consistent Results for a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunction. II. Low Temperature Mobility*; Journal of the Physical Society of Japan, Vol. **51** (1982) No. 12, 3900-3907.
- [13] Kelly, M. J.; *Low-Dimensional Semiconductors*; (Oxford, New York, Oxford University Press) 1995.
- [14] Reuter, D.; *Wachstumsprotokoll des Probenmaterials 12071*; Bochum, 2004.
- [15] Reuter, D.; *Wachstumsprotokoll des Probenmaterials 13273*; Bochum, 2008.
- [16] Marquardt, B.; *Diplomarbeit: Wechselwirkung von Quantenpunkten mit ein- und zweidimensionalen Elektronensystemen*; Universität Duisburg-Essen, 2006.
- [17] Chklovskii, D.B.; Shklovskii, B.I.; Glazman, L.I.; *Electrostatics of edge channels*; Phys. Rev. B **46** (1992) 4026-4034.
- [18] Reuter, D.; Werner, C.; Wieck, A. D.; Petrosyan, S.; *Depletion characteristics of two-dimensional lateral p-n-junctions*; Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 162110.
- [19] Wiemann, C.; Versen, M.; Wieck, A. D.; *Direct writing of active loads by focused ion beams*; J. Vac. Sci. Technol. B **16**(4) (1998) 2567-2569.
- [20] Xu, K.Y.; Fu, X.F.; Wang, G.; Song, A.M.; *Strong Spatial Dependence of Electron Velocity, Density, and Intervalley Scattering in an Asymmetric Nanodevice in the Nonlinear Transport Regime*; IEEE Transaction on Nanotechnology, Vol. **7** (2008) No.4, 451-457.
- [21] Mateos, J.; Vasallo, B. G. ; Pardo, D.; Ganzález, T.; *Operation and high-frequency performance of nanoscale unipolar rectifying diodes*; Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 212103.
- [22] Balocco, C.; Song, A. M.; Aberg, M.; Forchel, A.; Ganzalez, T.; Mateos, J.; Maximov, I.; Missous, M; Rezazadeh, A. A.; Saijets, J.; Samuelson, L.; Wallin, D., Williams, K.; Worschech, L.; Xu, H. Q.; *Microwave Detection at 110 GHz by Nanowires with Broken Symmetry*; Nano Letters Vol. **5** (2005) No.7, 1423-1427.

- [23] Song, A.M.; Missous, M.; Omling, P.; Maximov, I.; Seifert, W.; Samuelson, L.; *Nanometer-scale two-terminal semiconductor memory operating at room temperature*; Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 042106.
- [24] Song, A.M.; Maximov, I.; Missous, M.; Seifert, W.; *Diode-like characteristics of nanometer-scale semiconductor channels with a broken symmetry*; Physica E **21** (2004) 1116-1120.
- [25] Xu, K.Y.; Lu, X. F.; Song, A.M.; Wang, G.; *Terahertz harmonic generation using a planar nanoscale unipolar diode at zero bias*; Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 163503.
- [26] Xu, K.Y.; Lu, X. F.; Song, A.M.; Wang, G.; *Enhanced terahertz detection by localized surface plasma oscillations in a nanoscale unipolar diode*; Journal of Applied Physics **103** (2008) 113708.
- [27] Ahopelto, J.; Prunnila, M.; Pursula, E.; *Self-aligned doping profiles in nanoscale silicon structures*; Physica E **32** (2006) 547-549.
- [28] Sun, J.; Wallin, D.; He, Y.; Maximov, I.; Xu, H.Q.; *A sequential logic device realized by integration of in-plane gate transistors in InGaAs/InP*; Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 012116.
- [29] Ando, T.; Fowler, A. B.; Stern, F.; *Electronic properties of two dimensional systems* Rev. Mod. Phys. Vol. **54** (1982) No. 2, 437-672.
- [30] de Haan, S.; Lorke, A.; Kotthaus, J.P.; Bichler, M.; Wegscheider, W.; *Quantized transport in ballistic rectifiers: sign reversal and step-like output*; Physica E **21** (2004) 916-920.
- [31] Iniguez-de-la-Torre, I.; González, T.; Pardo, D.; Mateos, J.; *Hysteresis phenomena in nanoscale rectifying diodes: A Monte Carlo interpretation in terms of surface effects*; Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 063504.
- [32] Iniguez-de-la-Torre, I.; González, T.; Pardo, D.; Mateos, J.; *Monte Carlo analysis of memory effects in nona-scale rectifying diodes*; Phys. Stat. Sol. **5** (2008) No. 1, 82-85.
- [33] Iniguez-de-la-Torre, I.; Mateos, J.; Pardo, D.; González, T.; *Monte Carlo analysis of noise spectra in self-switching nanodiodes*; Journal of Applied Physics **103** (2008) 024502.
- [34] Kittel, C.; *Einführung in die Festkörperphysik*; 14. Auflage (München, Wien: Oldenbourg Verlag) 2006.

- [35] Ashcroft, N. W.; Mermin, D. N.; *Festkörperphysik*; 3. Auflage (München, Wien: Oldenbourg Verlag) 2007.
- [36] Williams, R.; *Modern GaAs Processing Methods*; (Artech House) 1990.
- [37] Shur, M.; *GaAs Devices and Circuits*; 1. Auflage (New York, London; Plenum Press) 1987.
- [38] Linder, H.; *Physik für Ingenieure*; 15. Auflage (Fachbuchverlag Leipzig) 1999.
- [39] Notthoff, C.; *Persönliche Mitteilung*, 2008.
- [40] Russ, M.; *Diplomarbeit: Transportspektroskopie an gekoppelten zwei- und nulldimensionalen Elektronensystemen*; Universität Duisburg-Essen, 2002.
- [41] Knese, K.; *Diplomarbeit: Magnetotransport an AlGaIn/GaN-Heterostrukturen in hohen Magnetfeldern*; Technische Universität Carolo Wilhelmina zu Braunschweig, 2006.
- [42] Beyer, S.; *Dissertation: Herstellung und Charakterisierung niedrigdimensionaler Elektronensysteme mit Hilfe von in situ Ätzen und Molekularstrahl Epitaxie*; Universität Hamburg, 2003.
- [43] Thornton, T.J.; Roukes, M. L.; Scherer, A.; Van der Gaag, B. P., *Boundary Scattering in Quantum Wires*; Phys. Rev. Lett. **63**(1989) 2128-2131.
- [44] Müller, T.; Lorke, A.; Do, Q.T.; Tegude, F.J.; Schuh, D.; Wegscheider, W.; *A three-terminal planar selfgating device for nanoelectronic applications*; Solid-State Electronics **49** (2005) 1990-1995.
- [45] Ohno, T.; Shiraishi, K.; *First-principles study of sulfur passivation of GaAs surfaces*; Phys. Rev. B **42** (1990) 11194-11197.
- [46] Aberg, M.; Saijets, J.; Song, A.; Prunnila, M.; *Simulation and Modeling of Self-switching Devices*; Physica Scripta. Vol. **T114** (2004) 123-1236.



# Mein Dank

gilt allen Personen, die mir im Laufe meiner gesamten Studienzeit zur Seite standen und die somit auch alle einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten.

Ganz besonders möchte ich Herrn Prof. Dr. Axel Lorke für die Möglichkeit danken, die Diplomarbeit zu einem interessanten und aktuellen Forschungsthema in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen. Darüber hinaus für die angenehme Arbeitsatmosphäre und seine stets offene Tür für Fragen und Diskussionen.

Ein großer Dank geht an Dr. Martin „Paul“ Geller. Er war mir eine unersetzliche Hilfe bei allen Fragen und Problemen, die mir im letzten Jahr so über den Weg gelaufen sind und war mit großer Geduld und jeder Menge Zeit für mich und meine Fragen da.

Ein mindestens ebenso großer Dank gebührt Arkadius Ganczarczyk für seine Einarbeitung, Motivation und Hilfsbereitschaft. Ob Problemlösungen im Laboralltag, Korrekturlesen dieser Arbeit oder Messungen in letzter Sekunde – ich konnte mich immer auf seine Hilfe verlassen und hatte zudem einen guten Freund an meiner Seite.

Herrn Prof. Dr. A. Wieck und Herrn Dr. D. Reuter danke ich für das bereitgestellte Probenmaterial, ohne das diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zudem danke ich Christian Notthoff, der sein großes Wissen im Gebiet der Magnetfeldmessungen bereitwillig mit mir teilte.

Ein Dankeschön geht auch an Karoline Piegdon, ohne deren Hilfe meine Strukturen wohl nie so erfolgreich durchs Plasmaätzen erschaffen worden wären.

Außerdem möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe Lorke für das stets angenehme und unterstützende Arbeitsklima bedanken.

Ein ganz besonderer und großer Dank gilt meinen Eltern Edeltraud und Helmut Voßen, die mich während meines gesamten Studiums in jeder nur erdenklichen Weise unterstützt haben, die mir in schweren Zeiten immer zur Seite standen und ohne die diese Arbeit nicht existieren würde.

Ein großer Dank geht zuletzt an meinen Freund Ulrich Hagemann, der immer großes Vertrauen in mich gesetzt hat und mit viel Verständnis und Liebe mein Leben um so vieles schöner und einfacher macht.

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

Duisburg, den 12. Februar 2009