

Epitaxie, Prozessierung und Charakterisierung von AlGaIn-Gradientenstrukturen und GaIn/AlGaIn-Heterostrukturen für die Anwendung von polarsiationsinduzierten Löcherdichten

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des
akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Carsten Beckmann, M.Sc.

aus Eschweiler

Berichter: Universitätsprofessor Dr. Andrei Vescan
Universitätsprofessor Dr. Uwe Rau

Tag der mündlichen Prüfung: 02.10.2024

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Kurzfassung

Motivation, Ziel und Aufgabenstellung der Arbeit

Elektronische Bauelemente auf der Basis von Galliumnitrid (GaN) bieten aufgrund der herausragenden Materialeigenschaften der Nitride wie der großen Bandlücke von 3,4 eV und der starken Polarisierung Vorteile gegenüber Komponenten der herkömmlichen Si-Technologie. Die hohe Bandlücke erlaubt deutlich größere maximale Feldstärken und Betriebstemperaturen, als mit der Si-Bandlücke von nur 1,1 eV erzielbar sind. Bei tiefen Temperaturen bietet die GaN-Technologie ebenfalls Vorteile gegenüber der Si-Technologie, da polarisationsinduzierte Ladungsträgerdichten temperaturunabhängig sind und damit nicht ausfrieren. Während in kommerziellen GaN-basierten Hochfrequenz- und Leistungsbauelementen das zweidimensionale Elektronengas (2DEG) als Herzstück von Transistoren gut etabliert ist, ist das für zweidimensionale Löchergase (2DHG) nicht der Fall. Um Schaltkreise energieeffizient zu gestalten und das Potenzial der GaN-basierten Elektronik voll auszuschöpfen, ist jedoch eine komplementäre Architektur aus elektronenleitenden Transistoren (n-Kanal) und löcherleitenden Transistoren (p-Kanal) erforderlich.

Analog zum 2DEG in einer Metall-polaren AlGaN-auf-GaN-Struktur kann ein 2D-Löchergas (2DHG, 2D-hole gas) in einer ebenfalls Metall-polaren GaN-auf-AlGaN-Heterostruktur aufgrund von spontaner und piezoelektrischer Polarisierung induziert werden. Allerdings ist dieser Ansatz wenig erforscht, und die Herausforderungen an die epitaktische Abscheidung solcher Heterostrukturen sind deutlich größer. Auch stecken weitere, für p-Kanal-Transistoren notwendige Komponenten, wie Kontakte, Gate-Dielektrika und Passivierung insgesamt noch in den Kinderschuhen.

Diese Dissertation beschäftigt sich mit der gesamten Prozesskette für p-Kanal Heterostrukturen, wobei die Epitaxie im Mittelpunkt steht. Es soll zuerst der Puffer,

d. h. die epitaktische Basis, für die polarisationsinduzierten Löchergase optimiert werden. Daraufhin muss sowohl die 2DHG-Struktur untersucht und optimiert werden, ebenso die Kontaktierung des Löchergases einschließlich der nötigen p-Dotierung. Auf dieser Grundlage sollen p-Kanal-Transistoren nach dem Stand der Technik hergestellt, charakterisiert und die Ergebnisse mit den theoretischen Erwartungen verglichen werden.

Wesentliche wissenschaftliche Beiträge der Arbeit:

Epitaxie und Charakterisierung von p-GaN auf GaN-Puffern

Für einen ohmschen Kontakt zu einem 2DHG wird meist Mg-dotiertes GaN (p-GaN) eingesetzt. Daher wird der Einfluss der Mg-Dotierung auf die Oberflächenmorphologie und die elektrischen Eigenschaften von p-GaN sowie das elektrische Verhalten von Ni/Au-Kontakten auf diesem Material charakterisiert. Dazu wurden Proben mit 240 nm p-GaN auf einem 1,8 μm dicken GaN-Puffer und mit unterschiedlichen Cp2Mg-Flüssen während der Abscheidung von p-GaN hergestellt. Bei einem Cp2Mg-Präkursorfluss $\geq 0,13 \mu\text{mol}/\text{min}$ stellt sich ohmsches Verhalten der Ni/Au-Kontakte ein. Daher wird für die anderen löcherleitenden Nitrid-Strukturen eine 10-20 nm dünne p-GaN-Kontaktschicht mit diesen Parametern verwendet.

Epitaxie und Charakterisierung von AlGaIn-Gradientenstrukturen

Mittels polarisationsinduzierter Dotierung (PID) und ohne extrinsische Dotierstoffe wurden hochleitfähige AlGaIn-Schichten vom p- und n-Typ hergestellt. Dazu wurde auf GaN-Puffern jeweils eine AlGaIn-Schicht mit einem Gradienten in der Zusammensetzung und einem maximalen Al-Gehalt von etwa 22% abgeschieden. Aus den n- und p-Typ-PID-Proben wurden polarisationsdotierte Feldeffekttransistoren (PolFET) hergestellt und charakterisiert.

Epitaxie und Charakterisierung von GaN/AlGaIn-Heterostrukturen

Metall-polare p-GaN/GaN/AlGaIn-Heterostrukturen mit AlGaIn-Puffer wurden abgeschieden und zu p-Kanal-MISHFET (Metal insulator semiconductor HFET) prozessiert. Mit Hilfe von Simulationen der Bandstruktur wurde der Einfluss der p-GaN-Kontaktschicht auf die 2DHG-Dichte analysiert. Temperaturabhängige

Hall-Messungen von 80 - 350 K belegten, dass die polarisationsinduzierte 2DHG-Dichte annähernd temperaturunabhängig ist. Es wurde zudem gezeigt, dass sie durch den Al-Gehalt des AlGa_N-Puffers und die Dicke der GaN-Schicht eingestellt werden kann.

Alle p-MISHFET wiesen sehr niedrige Gate-Leckströme und Sperrströme und eine hohe *on/off-ratio* von etwa 10^8 auf. In Abhängigkeit der AlGa_N-Zusammensetzung des Puffers und der Dicke der GaN-Schicht wurden sowohl p-MISHFET vom Anreicherungstyp als auch vom Verarmungstyp realisiert. Diese zeigten im Vergleich zur Literatur die höchsten Werte für das Produkt aus Strom im An-Zustand und Gate-Länge und demonstrieren somit *state-of-the-art performance*.

Epitaxie und Charakterisierung von selektiv abgeschiedenem p-GaN

Mittels selektiver Abscheidung von p-GaN auf nominell undotierten GaN/AlGa_N-Heterostrukturen sollen 2DHG direkt kontaktiert werden, ohne dass Mg in den aktiven Bereich des Transistors diffundieren kann. Dafür wurde das selektive Wachstum von p-GaN detailliert untersucht und insbesondere die Abhängigkeit der Materialeigenschaften von der Strukturgröße analysiert.

Erstmalig wurden ohmsche Kontakte zu einem 2DHG mit selektiv abgeschiedenem p-GaN realisiert. Die Ergebnisse belegen, dass ein 2DHG gänzlich ohne Mg-Dotierung induziert werden kann. Für die p-Kanal-MISHFET mit selektiv abgeschiedenem p-GaN wurde der Betrieb bis etwa 400 °C demonstriert.

Charakterisierung von GaN-basierten Speicherzellen

Für eine GaN-basierte Speicherzelle wird eine AlGa_N/GaN/AlGa_N-Doppelheterostruktur mit AlGa_N-Puffer abgeschieden und zu n-Kanal-MISHFET prozessiert. Bei MISHFET führt Trapping von Elektronen aus dem 2DEG an der Dielektrikum/Halbleiter-Grenzfläche zur Verarmung des 2DEG, sodass die Schwellenspannung der Bauelemente deutlich verschoben wird. Wegen der energetischen Tiefe der Grenzflächenzustände ist diese Verschiebung über längere Zeiten stabil. Der Ausgangszustand kann aber durch Lochinjektion aus dem 2DHG gezielt wiederhergestellt werden. Dieses kontrollierte Umschalten zwischen zwei Zuständen erlaubt den Einsatz als Speicherzelle. Das Prinzip und die Funktion werden anhand von Simulationen der Bandstruktur diskutiert und an MISHFET demonstriert.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen der Gruppe III-Nitride	5
2.1. Kristallstruktur und Polarisation	5
2.1.1. Spontane Polarisation	8
2.1.2. Piezoelektrische Polarisation, Verspannung und Relaxation	10
2.2. Polarisationsinduzierte Ladungsträgerdichten	12
2.2.1. Polarisation in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Schichten homogener Zusammensetzung	12
2.2.2. Polarisation in $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Heterostrukturen	14
2.2.3. Polarisation in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Gradientenstrukturen	16
3. Grundlagen von p-Kanal-(MIS)HFET	19
3.1. Elektrostatisches Modell für p-Kanal-HFET	19
3.2. Elektrostatisches Modell für Metall-Isolator-Halbleiter-HFET	23
3.3. Heterostrukturen für 2DHG-Bildung und p-Kanal-(MIS)HFET	25
4. Metallorganische Gasphasenepitaxie und Prozessierung	29
4.1. Grundlagen und Funktionsprinzip einer MOVPE-Anlage	29
4.2. Epitaxie von AlN und GaN auf Saphir-Substraten	32
4.3. Prozessierung von p-Kanal-(MIS)HFET und anderen Teststrukturen	35
4.4. Prozessierung von n-Kanal-(MIS)HFET und anderen Teststrukturen	40
5. Charakterisierungsmethoden	41
5.1. Strukturelle Charakterisierung mittels Röntgenbeugung (XRD)	41
5.1.1. Reziproke Raumkarten – Verspannung und Zusammensetzung	42
5.1.2. 2θ - ω -scan – Schichtdicke	42
5.2. Elektrische Charakterisierung	43
5.2.1. Transferlängen-Messung (TLM)	43

5.2.2.	Hall-Messungen	45
5.2.3.	DC-Charakterisierung von Transistoren	47
5.2.4.	Kapazitäts-Spannungsmessungen an Dioden	50
6.	Epitaxie und Charakterisierung von p-GaN auf GaN-Puffern	53
6.1.	Grundlagen der p-Dotierung von GaN mit Mg	53
6.2.	MOVPE-Prozess und Probenübersicht	56
6.3.	Oberflächenmorphologie von p-GaN	57
6.4.	Kontaktwiderstand, Löcherdichte und Beweglichkeit	60
6.5.	Temperaturabhängigkeit von Schicht- und Kontaktwiderstand	63
7.	Epitaxie und Charakterisierung von AlGaIn-Gradientenschichten	67
7.1.	MOVPE-Prozess und strukturelle Charakterisierung	68
7.2.	Simulierte und gemessene Elektronendichte	70
7.3.	Simulierte und gemessene Löcherdichte	72
7.4.	Elektrische Charakterisierung von n-Typ und p-Typ PolFET	74
8.	Epitaxie und Charakterisierung von GaN/AlGaIn-Heterostrukturen	77
8.1.	MOVPE-Prozess für p-GaN/uid-GaN/AlGaIn-Heterostrukturen	77
8.2.	Strukturelle Charakterisierung von GaN/AlGaIn-Strukturen mittels XRD	79
8.2.1.	Variation der GaN-Schichtdicke – T-Serie	81
8.2.2.	Variation der AlGaIn-Zusammensetzung – B- und C-Serie	84
8.3.	Elektrische Charakterisierung von 2DHG-Eigenschaften	87
8.3.1.	Einfluss der p-GaN-Kontaktschicht auf 2DHG-Eigenschaften	87
8.3.2.	Einfluss der uid-GaN-Schichtdicke auf 2DHG-Eigenschaften	89
8.3.3.	Einfluss der (p-)GaN-Ätztiefe auf 2DHG-Eigenschaften	92
8.3.4.	Einfluss der AlGaIn-Zusammensetzung auf 2DHG-Eigenschaften	95
8.3.5.	Temperaturabhängigkeit der 2DHG-Eigenschaften	97
8.3.6.	Literaturvergleich von 2DHG-Eigenschaften	100
8.4.	Elektrische Charakterisierung von p-Kanal-MISHFET	101
8.4.1.	Einfluss der AlGaIn-Zusammensetzung auf p-Kanal-MISHFET	101
8.4.2.	Einfluss der (p-)GaN-Ätztiefe auf p-Kanal-MISHFET	105
8.4.3.	Stabilität der Schwellenspannung von p-Kanal-MISHFET	109
8.4.4.	Verhalten von p-Kanal-MISHFET bei hohen Temperaturen	115
8.4.5.	Literaturvergleich von p-Kanal-MISHFET	119

9. Epitaxie und Charakterisierung von selektiv abgeschiedenem p-GaN	121
9.1. Templates, Prozessablauf und Maskenlayout	122
9.2. Wachstumsrate in Abhängigkeit von der Strukturgröße	125
9.3. Oberflächenmorphologie von selektiv abgeschiedenem p-GaN	127
9.4. Charakterisierung der Löcherdichte und Löcherbeweglichkeit	128
9.5. Kontaktwiderstand in Abhängigkeit von der Strukturgröße	130
9.6. p-Kanal-MISHFET mit selektiv abgeschiedenem p-GaN	134
9.6.1. Verhalten von p-Kanal-MISHFET bei hohen Temperaturen	136
10. Charakterisierung von GaN-basierten Speicherzellen	137
10.1. Funktionsprinzip - Banddiagramme	138
10.2. Probenübersicht und strukturelle Charakterisierung	139
10.3. Hysterese von Übertragungskennlinien und CV-Messungen	142
11. Zusammenfassung und Ausblick	147
A. Anhang	151
A.1. Maske für Ohm-Kontakte und selektives Wachstum von p-GaN	151
A.2. Materialkonstanten von GaN, AlN und AlGaIn und Al-Profile der AlGaIn-Gradientenschichten	152
A.3. Probenübersicht - GaN/AlGaIn-Heterostrukturen	153
A.4. Oberflächenmorphologie p-GaN/uid-GaN/AlGaIn – AFM (B-Serie)	154
A.5. Kontaktwiderstand zum 2DHG – TLM (B-Serie)	154
A.6. GaN-basierte Speicherzellen – 2θ - ω -scan von A0, A1, A2 und A3	157
Literatur	159

1. Einleitung

Die Erforschung des Verbindungshalbleiters Galliumnitrid (GaN) ermöglichte in den letzten Jahrzehnten enorme Fortschritte in Bereichen der Optoelektronik sowie Hochleistungs-, Hochfrequenz- und Hochtemperaturelektronik [1, 2]. GaN gehört zu den Gruppe III-Nitriden und wird mit einer Bandlücke von etwa 3,4 eV als Halbleiter mit großer Bandlücke bezeichnet. Die weiteren Vertreter dieser Materialgruppe, die eine große technische Relevanz besitzen, sind Aluminiumnitrid (AlN) und Indiumnitrid (InN) sowie ihre Legierungen wie z.B. Aluminiumgalliumnitrid (AlGaIn). Erstmals in den Fokus der Forschung und in die Wahrnehmung der Öffentlichkeit rückte GaN nach der Entwicklung der ersten effizienten blauen und in der Folge auch weißen Leuchtdiode (LED) [3–5]. Das Erzeugen von Lochleitfähigkeit, d.h. die p-Dotierung von GaN (p-GaN) mithilfe von Magnesium (Mg), stellte einen bedeutenden Meilenstein dar, um effiziente LED oder Laser herzustellen [3].

Mitte der 90er Jahre wurde das zweidimensionale Elektronengas (2DEG) in AlGaIn/GaN-Heterostrukturen entdeckt und in Heterostruktur-Feldeffekttransistoren (HFET) als Kanal genutzt [6, 7]. Das 2DEG ist maßgeblich verantwortlich für die exzellenten Eigenschaften von n-Kanal-HFET und zeichnet sich durch eine hohe Ladungsträgerdichte $n_s \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und hohe Elektronenbeweglichkeit $\mu_e \approx 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ aus [2]. Daher werden n-Kanal-HFET auch als HEMT (*high electron mobility transistor*) bezeichnet. Bemerkenswerterweise erfordert die Bildung eines 2DEG keine extrinsische Dotierung mit Fremdstoffen und wurde wenige Jahre nach der Beobachtung und Anwendung auf die Symmetrieeigenschaften der Kristallstruktur von Gruppe III-Nitriden in Kombination mit der hohen Polarität der Metall-Stickstoff-Bindung in GaN und AlN zurückgeführt [8, 9]. Aufgrund der genannten Eigenschaften existiert in der Wurtzit-Kristallstruktur spontane und piezoelektrische Polarisation entlang einer bestimmten Vorzugsrichtung. Wenn zwei Gruppe-III-Nitride mit unterschiedlichen Zusammensetzungen wie z.B. GaN und AlGaIn mit der Wachstumsrichtung parallel zu dieser Vorzugsrichtung abgeschieden werden und

in einer Heterostruktur kombiniert werden, wird aufgrund der Polarisationsdifferenz an der Grenzfläche ein zweidimensionales Ladungsträgergas induziert [10]. Die Polarisation einer AlGa_N-Schicht hängt hauptsächlich von ihrem Al-Gehalt ab. Somit kann die Polarisationsdifferenz einer AlGa_N/Ga_N- oder Ga_N/AlGa_N-Heterostruktur und damit die Dichte des Ladungsträgergases eingestellt werden. Besteht ein Gradient in der Zusammensetzung einer AlGa_N-Schicht, so kann auch eine dreidimensionale-Ladungsträgerdichte ohne Fremdstoffe erreicht werden, bekannt als polarisationsinduzierte Dotierung (PID) [11].

Heutzutage basieren Halbleiterbauelemente wie Transistoren oder Flash-Speicher hauptsächlich auf Silizium (Si). Der hohe Entwicklungsstand ist neben den geringen Kosten ein wesentlicher Vorteil von Si-basierten Bauelementen [12]. Jedoch stößt Si-basierte Elektronik aufgrund von inhärenten Materialeigenschaften an ihre Grenzen. So limitiert die geringe Bandlücke von ca. 1,1 eV von Si die maximale kritische Feldstärke sowie den Temperaturbereich in dem ein Betrieb von Si-Technologie möglich ist. Um noch effizientere und widerstandsfähigere Bauelemente herzustellen, werden Verbindungshalbleiter mit einer größeren Bandlücke (> 3 eV) wie z.B. Siliziumkarbid (SiC) oder GaN erforscht und verwendet [13]. Das Materialsystem der Gruppe III-Nitride bietet die Möglichkeit bei gleicher Leistungsdichte leichtere und kompaktere Bauelemente zu fertigen. Im Zuge dieser Entwicklung hat sich die GaN-Technologie in einzelnen Sektoren kommerziell etabliert [13]. So werden z.B. von immer mehr Herstellern GaN-basierte Netzteile für Mobiltelefone oder Laptops angeboten [14]. Ein Anwendungsfeld für GaN ist der Automobilsektor, in dem bereits vermehrt auf SiC gesetzt wird und GaN aufgrund der höheren kritischen Feldstärke (3,8 MV/cm für GaN [15] und 2,2 MV/cm für SiC [16]) ein noch größeres Potenzial aufweist [17]. Auf einen detaillierteren Vergleich der Materialeigenschaften von SiC, GaN und Si wird hier verzichtet und auf Veröffentlichungen wie z.B. [18], [19] oder [20] verwiesen.

Um Schaltkreise möglichst energieeffizient zu gestalten und das Potenzial der GaN-basierten Elektronik voll auszuschöpfen, ist eine komplementäre Architektur für Spannungsverstärker und digitale Logik analog zur Si-basierten CMOS-Logik (*complementary metal-oxide-semiconductor*) erstrebenswert [2, 20]. Für diesen Zweck sind sowohl elektronenleitende n-Kanal-Transistoren als auch löcherleitende p-Kanal-Transistoren unerlässlich.

Analog zur Bildung eines 2DEG kann die Polarisation der Gruppe III-Nitride genutzt werden, um ein 2D-Löchergas (2DHG, *2D hole gas*) an einer Grenzfläche

in einer Heterostruktur zu erzeugen [20]. Dass GaN-basierten p-Kanal-HFET im Vergleich zu den n-Kanal-HFET deutlich weniger Aufmerksamkeit zuteil wurde, ist auf verschiedene Nachteile der p-Kanal-HFET zurückzuführen. In erster Linie ist die niedrige Löcherbeweglichkeit leistungslimitierend, sodass hohe Stromdichten (~ 1 A/mm), wie sie für HEMT demonstriert wurden, von p-Kanal-HFET nicht zu erreichen sind. Die niedrige Löcherbeweglichkeit ist auf eine große effektive Masse für Löcher von $1,1 - 2,0 \cdot m_0$ im Vergleich zu $0,19 - 0,22 \cdot m_0$ für Elektronen in GaN zurückzuführen [20, 21]. Vorhersagen theoretischer Modelle zeigen, dass die Löcherbeweglichkeit in GaN/AlN-Heterostrukturen aufgrund von Phononenstreuung und der großen effektiven Masse bei RT auf ca. $34 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ beschränkt ist [22]. Die höchste demonstrierte Stromdichte eines p-Kanal-HFET beträgt 420 mA/mm [23]. Dieser Wert wurde allerdings durch die Skalierung zu kleinen Dimensionen (120 nm Gatelänge) erreicht, wodurch hohe Leckströme verursacht werden [23]. Für die meisten p-Kanal-HFET ($1 - 2 \mu\text{m}$ Gatelänge) beträgt die maximale Stromdichte etwa 10 mA/mm oder weniger [20, 24]. Alle in der Literatur vorgestellten Heterostrukturen für 2DHG und p-Kanal-HFET, die mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE, *metal-organic vapor-phase epitaxy*) hergestellt wurden, beinhalten eine GaN-Pufferschicht [20]. Meist wird für einen p-Kanal-HFET auf dem GaN-Puffer AlGaIn gefolgt von GaN abgeschieden. In der symmetrischen GaN/AlGaIn/GaN-Doppel-Heterostruktur sind 2DHG und 2DEG vorhanden und dynamisch voneinander abhängig [21, 25, 26]. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit ein AlGaIn-Puffer genutzt, um GaN/AlGaIn-Heterostrukturen abzuscheiden, in denen ein 2DHG induziert wird und ein 2DEG vermieden.

Im Vordergrund dieser Arbeit stehen die Zusammenhänge zwischen strukturellen Materialeigenschaften von AlGaIn-Gradientenschichten und GaN/AlGaIn-Heterostrukturen sowie der elektrischen Eigenschaften der polarisations-induzierten Löcherdichten in diesen Strukturen. Zunächst werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der verwendeten Halbleitermaterialien besprochen. In Kapitel 3 wird das grundlegende Funktionsprinzip von p-Kanal-HFET und der Einfluss von Dielektrika in Metall-Isolator-Halbleiter-HFET (MISHFET) auf die 2DHG- und Transistoreigenschaften diskutiert. Dazu werden mithilfe eines elektrostatischen Modells analytische Ausdrücke für die 2DHG-Dichte und die Schwellenspannung in HFET und MISHFET auf der Basis von GaN/AlGaIn-Heterostrukturen hergeleitet. Ausgehend vom Saphir-Substrat wird in Kapitel 4 der Wachstumsprozess mittels MOVPE allgemein beschrieben und der

Herstellungsprozess von p-Kanal- und n-Kanal-MISHFET vorgestellt. Die Methoden zur strukturellen und elektrischen Charakterisierung werden in Kapitel 5 präsentiert. In Kapitel 6 wird die Epitaxie und Charakterisierung von p-GaN auf GaN-Puffern diskutiert. Beim Wachstum des p-GaN wird der Mg-Präkursorfluss variiert mit dem Hauptziel einen niedrigen Kontaktwiderstand mit dem verwendeten Metallstapel und optimierter Mg-Konzentration zu erhalten. Das optimierte p-GaN wird als Kontaktschicht eingesetzt, um einen ohmschen Kontakt zu Löcherdichten wie dem 2DHG verwirklichen zu können. In Kapitel 7 wird die Charakterisierung von AlGaIn-Gradientenschichten auf GaN-Puffern vorgestellt. Die Gradientenschichten werden genutzt, um sogenannte polarisationsdotierte Feldeffekttransistoren (PoFETS [11]) herzustellen. Die Charakterisierung der 2DHG-Eigenschaften von p-GaN/GaN/AlGaIn-Heterostrukturen in Abhängigkeit ihrer strukturellen Parameter wie der GaN-Schichtdicke und der Zusammensetzung des AlGaIn-Puffers wird in Kapitel 8 vorgestellt. Zusätzlich werden die hergestellten p-Kanal-MISHFET präsentiert. In Kapitel 9 wird die selektive Abscheidung von p-GaN auf GaN/AlGaIn-Strukturen für p-Kanal-MISHFET diskutiert. Darüber hinaus wird in Kapitel 10 eine GaN-basierte Speicherzelle präsentiert. Abschließend wird die gesamte Arbeit in Kapitel 11 zusammengefasst.

2. Grundlagen der Gruppe III-Nitride

Im Rahmen dieser Arbeit werden die den Gruppe III-Nitriden angehörigen Verbindungshalbleiter GaN, AlN sowie ihre Legierung AlGaN verwendet. Eines der wichtigsten Merkmale von Gruppe III-Nitriden ist die Möglichkeit Legierungen mit maßgeschneiderten optischen und elektrischen Eigenschaften herzustellen [19]. So werden durch Variation der Zusammensetzung von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ die Gitterparameter und die (spontane) Polarisation dieses Materials und damit auch die elektrischen Eigenschaften eingestellt. In Kapitel 2.1 werden zunächst die Kristallstruktur und die Polarisation in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0 - 1$) diskutiert. Im Anschluss werden in Kapitel 2.2 ortsfeste Ladungsdichten infolge von Polarisationsgradienten diskutiert.

2.1. Kristallstruktur und Polarisation

Bevorzugt werden GaN, AlN sowie deren Legierung AlGaN in ihrer thermodynamisch stabilen Phase, der hexagonalen Wurtzit-Kristallstruktur (s. Abb. 2.1 (a)) abgeschieden. Andere mögliche Kristallstrukturen von Gruppe III-Nitriden sind die beiden kubischen Strukturen, die Zinkblende- und die Steinsalz-Struktur [27, 28]. Letztere ist nicht von technischer Bedeutung, da sie lediglich bei extrem hohem Druck ≥ 70 GPa existiert [29]. Der Unterschied zwischen der Wurtzit-Struktur und der Zinkblende-Struktur von Gruppe III-Nitriden äußert sich dadurch, dass in der Wurtzit-Struktur eine spontane Polarisation möglich ist, wohingegen sie in der Zinkblende-Struktur nicht möglich ist [27]. Spontan bedeutet ohne äußeres elektrisches Feld und ohne mechanische Verspannung. Im Folgenden wird auf den Ursprung der Polarisation eingegangen und die Wurtzit-Struktur im Vergleich zur Zinkblende-Struktur beschrieben.

Die Elektronegativität des Stickstoffatoms (3,04 Pauling Skala [30]) ist im Vergleich zum Metallatom (Al 1,61; Ga 1,81 [30]) deutlich größer. In Folge ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen in der Nähe des Stickstoffs größer als in der Nähe des Metallatoms. Diese Verschiebung der Elektronen zu den Stickstoffatomen

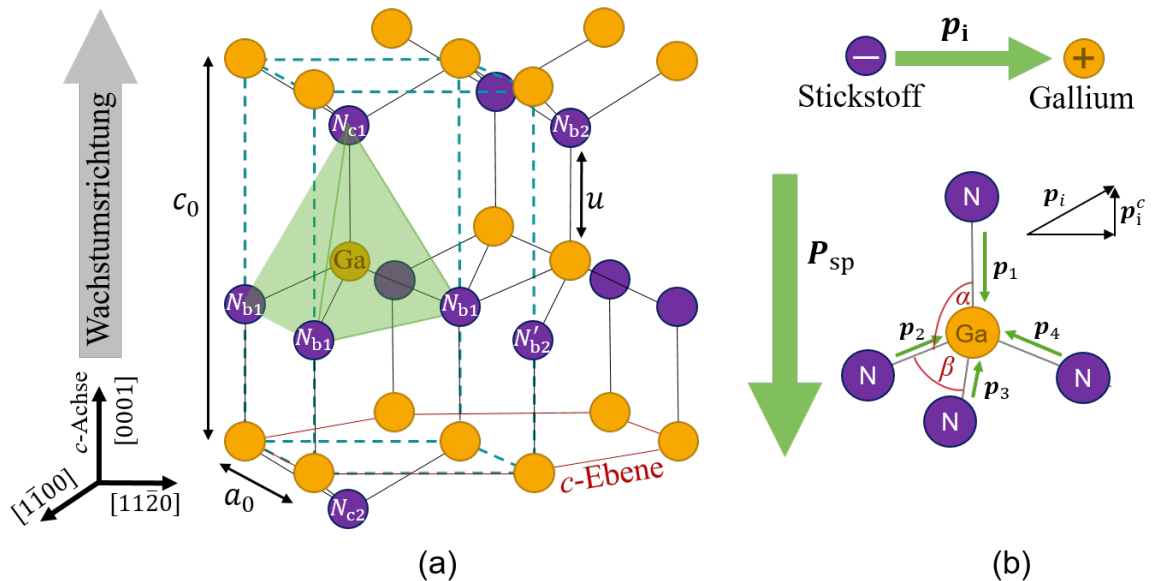


Abb. 2.1.: Modellhafte Darstellung der Wurtzit-Struktur der Gruppe III-Nitride. Metall- bzw. Gallium-Atom in orange und Stickstoff in lila. (a) Hexagonale Einheitszelle mit Metall-polarer Orientierung. (b) Die Bindung zwischen N und Ga entspricht einem mikroskopischen Dipol. Ein einzelner Tetraeder aufgebaut aus einem Ga- und vier N-Atomen. Abbildungen in Anlehnung an [27].

hin führt zur Bildung von mikroskopischen Dipolen \mathbf{p}_i (s. Abb. 2.1 (b)). Die Bindung mit ionischem und kovalentem Bindungsanteil wird als polare Bindung bezeichnet. Ganz allgemein wird Polarisation makroskopisch als Summe der einzelnen Dipole geteilt durch das Volumen, in dem sie sich befinden, definiert [27].

$$\mathbf{P} = \frac{1}{V} \sum_i \mathbf{p}_i \quad (2.1)$$

Polarisation ist demnach eine Volumeneigenschaft des Kristalls und somit nicht von einer Oberfläche abhängig [27, 31]. Die An- oder Abwesenheit von makroskopischer Polarisation ist durch die Symmetrie der Kristallstruktur bestimmt.

Sowohl die kubische Zinkblende-Struktur als auch die hexagonale Wurtzit-Struktur bestehen aus tetraedrisch koordinierten Atomen, das heißt jedes Metallatom besitzt als nächste Nachbarn vier Stickstoffatome und umgekehrt (Abb. 2.1 (b)). Beide Strukturen

weisen somit dieselbe Nah-Ordnung auf. In binären Kristallstrukturen mit tetraedrisch koordinierten Atomen existiert kein Inversionszentrum in der Kristallstruktur. Das bedeutet eine Zug- oder Druckverspannung, die allgemein in einer Verzerrung des Kristallgitters resultiert, führt sowohl in der Zinkblende- als auch in der Wurtzit-Struktur dazu, dass sich die \mathbf{p}_i nicht kompensieren und eine makroskopische Polarisation besteht. Diese makroskopische Polarisation infolge einer Verspannung wird piezoelektrische Polarisation genannt.

Die Wurtzit-Struktur mit der Raumgruppe $P6_3mc$ ist in erster Linie durch die hexagonalen Gitterparameter a und c entlang der $[1100]$ - und $[0001]$ Richtung definiert (s. Abb. 2.1 (a)). Um die Gitterstruktur adäquat zu beschreiben, wird zusätzlich der interne Parameter u , der den Bindungsabstand zwischen N- und Ga-Atom entlang der c -Achse als Vielfaches des Gitterparameters c angibt, benötigt. Im Idealfall, das heißt bei möglichst hoher Symmetrie, lässt sich die Wurtzit-Struktur durch zwei gegeneinander um $uc = 3/8c$ entlang der c -Achse verschobene hexagonale Untergitter mit dicht gepackten Kugelpackungen aus Gruppe-III-Atomen (Al und/oder Ga) oder aus Stickstoffatomen beschreiben. Für diese ideale Wurtzit-Elementarzelle beträgt das Verhältnis der beiden Gitterparameter $c/a = \sqrt{8/3} \approx 1,633$. Des Weiteren sind die Bindungslängen und Bindungswinkel zwischen einem Atom bspw. Ga und den nächst liegenden Nachbarn N_{b1} und N_{c1} gleich (Abb. 2.1) [32]. Allerdings ist der Abstand zum zweitnächsten Nachbarn entlang der c -Achse (N_{c2}) etwa 13 % kürzer als der Abstand zu den anderen zweitnächsten Nachbarn (N_{b2} und N'_{b2}) [27, 32, 33]. Aufgrund dieser unterschiedlichen Abstände in der idealen Struktur und des starken ionischen Charakters der Bindungen weicht die reale Wurtzit-Struktur der Gruppe III-Nitride von der idealen Struktur ab ($c/a \neq 1,633$, vgl. Tab. 2.1) [27, 34]. Dabei ist die Abweichung umso größer, je größer die Elektronegativitätsdifferenz ΔEN zwischen Metall- und Stickstoffatom ist. Im Gegensatz dazu ist eine Abweichung von der idealen Tetraedersymmetrie in der Zinkblende-Struktur aufgrund der höheren Symmetrie nicht möglich, sofern keine Verspannung herrscht [34].

Der Unterschied zwischen der Zinkblende und der Wurtzit-Struktur ist somit auf die unterschiedliche Anordnung der übernächsten Nachbarn und die damit einhergehenden unterschiedlichen Symmetrieeigenschaften zurückzuführen [27, 33]. Während die Zinkblende-Struktur vier dreizählige Drehachsen besitzt, weist die Wurtzit-Struktur nur eine dreizählige Rotationsachse –die c -Achse– auf. Die niedrigere Symmetrie der Wurtzit-Struktur im Vergleich zur Zinkblende-Struktur ist verantwortlich

für das Auftreten der ausgezeichneten bzw. polaren c -Achse. In Folge wird zwischen den Wachstumsrichtungen $[0001]$ und $[000\bar{1}]$ unterschieden, welche als Metall-polare und N-polare Richtung bezeichnet werden. Die zwei unterschiedlichen Polaritäten sind durch die Richtung der Bindung bzw. des Dipols zwischen Stickstoffatom und Metallatom entlang der c -Achse in Bezug auf die Wachstumsrichtung des Kristalls definiert. Mittels MOVPE werden Gruppe III-Nitride typischerweise Metall-polar, wie in Abb. 2.1 gezeigt, abgeschieden.

	ΔEN	a_0 (nm)	c_0 (nm)	c_0/a_0
GaN	1,23	0,3189	0,5185	1,626
AlN	1,43	0,3111	0,4981	1,601

Tab. 2.1.: Relaxierte Gitterparameter a_0 und c_0 von GaN [35] und AlN [36]. Eine größere Elektronegativitätsdifferenz zwischen Metallatom und Stickstoffatom ΔEN [30] führt zu einer größeren Abweichung von der idealen Wurtzit-Struktur mit dem Verhältnis der Gitterparameter $c/a \approx 1,633$.

Die relaxierten Gitterparameter $a_0(x)$ und $c_0(x)$ von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ werden anhand des Al-Gehaltes x_{Al} zwischen den Literaturwerten von AlN und GaN (Tab. 2.1) gemäß der Vegard'schen Regel linear interpoliert [35–38].

$$a_0(x_{\text{Al}}) = (0,3189 - 0,0078 \cdot x_{\text{Al}}) \text{ nm} \quad (2.2)$$

$$c_0(x_{\text{Al}}) = (0,5185 - 0,0204 \cdot x_{\text{Al}}) \text{ nm} \quad (2.3)$$

2.1.1. Spontane Polarisation

Aufgrund der unterschiedlichen Abstände der zweiten Nachbarn kompensieren sich die einzelnen mikroskopischen Dipole \mathbf{p}_i (Abb. 2.1 (b)) trotz idealer Tetraeder-Geometrie in der idealen Wurtzit-Struktur mit $c/a = \sqrt{8/3} \approx 1,633$ **nicht**, sodass eine makroskopische spontane Polarisation in $[000\bar{1}]$ Richtung verbleibt [8, 33]. Zusätzlich führt eine Abweichung von der idealen Tetraeder-Geometrie (vgl. Tab. 2.1) zu einer Verstärkung der spontanen Polarisation P_{sp} (s. Abb. 2.2). Infolge besitzt AlN größeres P_{sp} als GaN (s. Tab. 2.2). Die Gruppe III-Nitride zählen zu den pyroelektrischen Materialien. Im Gegensatz zu ferroelektrischen Materialien ist die spontane Polarisation nicht durch elektrische Felder umkehrbar und immer in $[000\bar{1}]$ Richtung orientiert [27]. Die Richtung von P_{sp} ist ausschließlich durch die Orientierung des Kristalls (Metall- oder

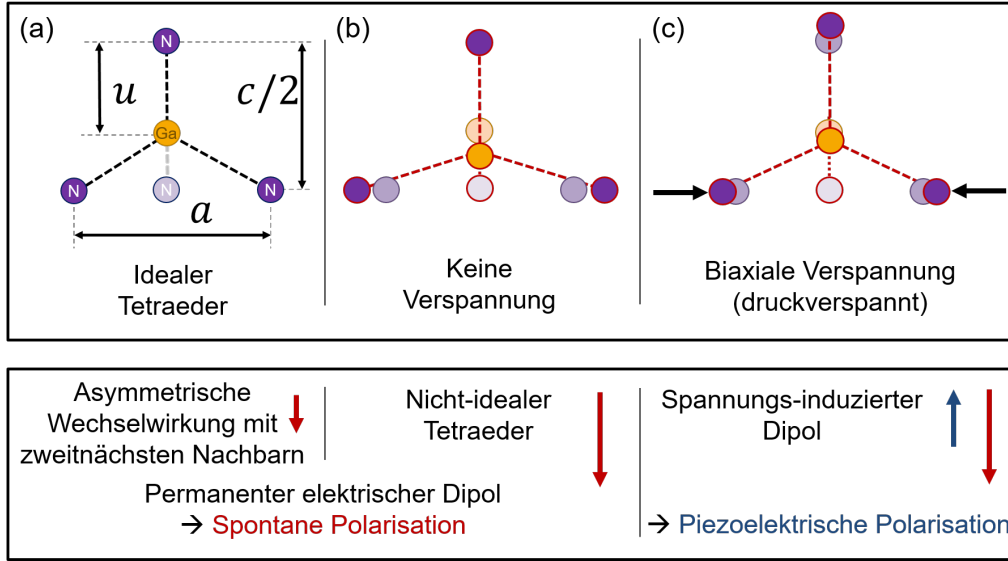


Abb. 2.2.: (a) Idealer und (b,c) nicht-idealer Tetraeder. Aufgrund der asymmetrischen Wechselwirkung mit zweitnächsten Nachbarn resultiert aus dem Unterschied in der Elektronegativität zwischen Ga und N bereits im Fall eines idealen Tetraeders eine spontane Polarisation. (b) Die spontane Polarisation wird durch die Abweichung von der idealen Symmetrie eines Tetraeders verstärkt. (c) Verspannung (hier biaxial druckverspannt) führt zu Piezoelektrischer Polarisation. Abbildung aus [33]

N-polar) bestimmt. Aufgrund der permanenten Ausrichtung antiparallel zur c -Achse lässt sich die Polarisation \vec{P} von Gruppe III-Nitriden als skalar beschreiben: $P = \vec{P} \cdot \vec{c}$. In Tabelle 2.2 sind die spontane Polarisation P_{sp} von GaN und AlN angegeben. Die

	P_{sp} (C/m ²)	e_{31} (C/m ²)	e_{33} (C/m ²)	C_{13} (GPa)	C_{33} (GPa)
GaN	-0.034	-0,47	0,84	92	390
AlN	-0.090	-0,67	1,65	106	382

Tab. 2.2.: Spontane Polarisation P_{sp} , piezoelektrische Konstanten e_{13} und e_{31} und die elastischen Konstanten C_{13} und C_{33} von AlN und GaN [39, 40].

spontane Polarisation von AlGa_xN hängt nichtlinear vom Al-Gehalt x_{Al} ab und wird unter Berücksichtigung eines sogenannten Bowing-Parameters $b = 0,021$ zwischen GaN und AlN interpoliert [27]:

$$P_{sp}^{AlGaN}(x) = -0,09x - 0,034(1 - x) + b \cdot x(1 - x) \text{ C/m}^2. \quad (2.4)$$

2.1.2. Piezoelektrische Polarisation, Verspannung und Relaxation

Die Piezoelektrische Polarisation bezeichnet die Änderung der Polarisation in einem kristallinen Material, wenn es elastisch verformt wird. Bei der Verformung, ändern sich beide Gitterparameter a und c des Materials. So wird sich bei einer Kontraktion von a der c -Parameter ausdehnen. Dieser Zusammenhang zwischen der Verspannung in der c -Ebene und entlang der c -Achse wird für die Wurtzit-Struktur beschrieben durch [32]:

$$\frac{a - a_0}{a_0} = -\frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{c - c_0}{c_0}. \quad (2.5)$$

Hierbei sind C_{ij} die Elastizitätskonstanten (s. Tab. 2.2). Mithilfe von Gl. 2.5 lässt sich die piezoelektrische Polarisation P_{pz} in einer Schicht, entlang der c -Achse anhand der biaxialen Verspannung $\epsilon = (a - a_0)/a_0$ wie folgt berechnen [10]:

$$P_{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right). \quad (2.6)$$

Dabei sind a und a_0 die Gitterparameter der verspannten und vollständig entspannten (relaxierten) Schicht und e_{ij} die piezoelektrischen Koeffizienten (Tab. 2.2). Gleichung 2.6 entsprechend ist die piezoelektrische Polarisation proportional zur Verspannung im Material. Der in Klammern stehende Ausdruck in Gl. 2.6 ist für Gruppe III-Nitride immer negativ (s. Tab. 2.2), sodass die Richtung von P_{pz} entlang der c -Achse ausschließlich durch die relative Änderung des a -Gitterparameters bestimmt wird. Demnach hängt die Richtung der piezoelektrischen Polarisation bezüglich der Kristalloberfläche neben der Kristallorientierung (Metall-polar oder N-polar) von der Art der Verspannung ab (zug- oder druckverspannt). Im Folgenden wird von Metall-polarem (Al)GaN, also Wachstum in c -Richtung ausgegangen.

Die gesamte Polarisation einer Schicht setzt sich aus spontaner und piezoelektrischer Polarisation zusammen (vgl. Abb.2.2).

$$P_{ges} = P_{sp} + P_{pz} \quad (2.7)$$

Eine Zugverspannung mit $a > a_0$ führt zu einer negativen P_{pz} , die gleichgerichtet zu P_{sp} ist. Eine Druckverspannung mit $a < a_0$ bewirkt eine positive piezoelektrische Polarisation, die der spontanen Polarisation entgegenwirkt, sodass die Gesamtpolarisation der Schicht kleiner wird.

Die Abscheidung einer dünnen Schicht eines Materials auf einem Substrat mit einem abweichenden Gitterparameter führt dazu, dass das Material die Gitterparameter des Substrats in der Wachstumsebene annimmt. Dies wird als „pseudomorphes Wachstum“ bezeichnet. Infolge der Verformung des Kristallgitters wird eine Verspannung im Material erzeugt. In Abhängigkeit von der Stärke der Verspannung ergibt sich eine kritische Schichtdicke bis zu der pseudomorphes Wachstum möglich ist. Wird diese kritische Schichtdicke überschritten, werden Versetzungen erzeugt und die Verspannung im Kristall reduziert. Dieser Vorgang wird als Relaxation bezeichnet. Der Grad der Relaxation r einer Schicht wird allgemein, hier am Beispiel von GaN auf relaxiertem AlGaN, wie folgt berechnet:

$$r = \frac{a^{GaN} - a_0^{AlGaN}}{a_0^{GaN} - a_0^{AlGaN}} \cdot \quad (2.8)$$

Ist die GaN-Schicht pseudomorph auf dem AlGaN gilt $a^{GaN} = a_0^{AlGaN}$. Das bedeutet es tritt keine Relaxation auf $r = 0$ und die Verspannung und somit auch P_{pz} entlang der Wachstumsrichtung sind maximal. Für eine nicht verspannte GaN-Schicht mit $a^{GaN} = a_0^{GaN}$ ergibt sich ein Relaxationsgrad von 100 % und $P_{pz} = 0$.

In dem vereinfachten Bild enthält jede Elementarzelle aufgrund der unterschiedlichen Elektronegativität des N- und des Metallatoms einen Ladungsdipol (Abb. 2.3 (a)). Die Dipol-Schichten kompensieren sich gegenseitig an den Grenzflächen, sodass innerhalb des Halbleiters Ladungsneutralität herrscht (Abb. 2.3 (b)). In dem dargestellten Fall einer Metall-polaren Schicht verbleiben eine negative Schichtladung $-\sigma_\pi$ an der Oberseite und eine positive Schichtladung $+\sigma_\pi$ an der Unterseite (Abb. 2.3 (c)). Das durch die Polarisation hervorgerufene elektrische Feld $\vec{E}_\pi = -\vec{P}/\epsilon$ führt zu einer Umverteilung von Elektronen und hat starke Auswirkungen auf Banddiagramme. Die Auswirkungen der Polarisation auf ein Banddiagramm und die Akkumulation von freien Ladungsträgern in einer undotierten AlGaN-Schicht werden im Folgenden anhand von Abbildung 2.4 erläutert. Betrachtet wird eine Schicht aus AlGaN mit

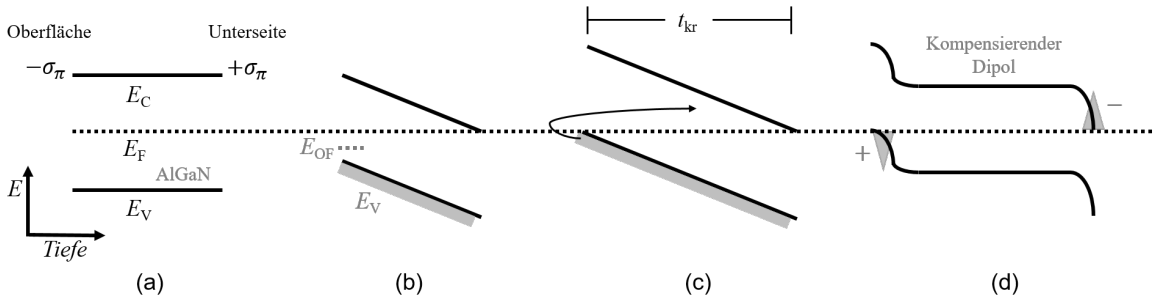


Abb. 2.4.: Bei Überschreitung der kritischen Schichtdicke führt eine Umverteilung von Elektronen zu einer Bandbiegung in einer AlGaN-Schicht. In (a) sind die Auswirkungen der Polarisation auf die Bänder nicht berücksichtigt. Die Polarisation äußert sich in ortsfesten Schichtladungen $\pm\sigma$ und führt zu einer Verkipfung der Bänder (b). Bei einer kritischen Schichtdicke t_{kr} erreicht das Fermi-Niveau E_F die Valenzband-Zustände (c), sodass die ortsfesten Ladungen durch freie Ladungsträger kompensiert werden (d). In Anlehnung an [27].

der Bandlücke $E_g = E_C - E_V$. In Abbildung 2.4 (a) sind die Auswirkungen der Polarisation auf die Bänder bzw. Energielevel nicht berücksichtigt und die Bänder sind flach. Die Polarisation führt zur Bildung von ortsfesten Schichtladungen an der Ober- und Unterseite des Kristalls und erzeugt ein elektrisches Feld sowie eine Verkipfung der Bänder (Abb. 2.4 (b)). Wird davon ausgegangen, dass keine Donor-Oberflächenzustände (E_{OF} in (b)) vorhanden sind, kann das Valenzband Elektronen liefern, um die elektrostatischen Randbedingungen zu erfüllen. In Abhängigkeit der AlGaN-Zusammensetzung und -Dicke führt die Verkipfung der Bänder

dazu, dass das Fermi-Niveau die Valenzband-Zustände erreicht (Abbildung 2.4 (c)). Das elektrische Feld, das durch die polarisationsinduzierten Schichtladungen ($\pm\sigma_\pi$) entsteht, wird mit $E_\pi = \sigma_\pi/\epsilon$ beschrieben. Aus der Bandlücke E_g ergibt sich eine Grenze für die Dicke der GaN-Schicht, über der die ortsfesten Schichtladungsdichten durch Elektronen aus dem Valenzband kompensiert werden. Diese kritische Schichtdicke ist gegeben durch $t_{kr} = E_g/E_\pi$. Die freien Elektronen werden durch das elektrische Feld bewegt, sammeln sich in der Nähe der positiven Ladungsfläche an und verursachen eine Bandverbiegung (Abbildung 2.4 (d)). Der Transfer der Elektronen erzeugt einen Dipol, der den Dipol, den die ortsfesten Oberflächenladungen bilden, kompensiert, und somit die Bänder glättet. Die kompensierenden Ladungsträger sind frei und können durch äußere elektrische Felder gesteuert werden. Für GaN beträgt die kritische Dicke für den Transfer der Elektronen $t_{kr} \approx 10$ nm [27]. Sind Donor-Oberflächenzustände vorhanden (E_{OF} in Abb. 2.4 (b)), so findet der Ladungstransport und Ausgleich bei geringeren Schichtdicken als t_{kr} statt. Die meisten experimentell hergestellten GaN-Proben sind dicker, sodass die ortsfesten polarisationsinduzierten Schichtladungen durch freie Ladungsträger kompensiert werden.

2.2.2. Polarisation in GaN/Al_xGa_{1-x}N-Heterostrukturen

An einer Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Materialien der Gruppe III-Nitride, wie etwa GaN/AlGaN, besteht eine abrupte Polarisationsdifferenz ΔP zwischen der oberen und unteren Schicht. Diese ist dem Gaußschen Gesetz entsprechend mit einer ortsfesten Schichtladungsdichte σ_{int} gleichzusetzen [27]:

$$\sigma_{int} = \Delta P = P_{sp}^{unten} + P_{pz}^{unten} - (P_{sp}^{oben} + P_{pz}^{oben}). \quad (2.10)$$

In Abb. 2.5 ist eine Metall-polare GaN/AlGaN-Struktur zusammen mit den Komponenten der Polarisation schematisch dargestellt. In dieser Heterostruktur dient die Al_xGa_{1-x}N-Schicht als Puffer. Sie wird einige μm dick abgeschieden, sodass sie möglichst relaxiert ist. Da bei vollständiger Relaxation keine Verspannung mehr im Material herrscht, gilt in diesem Idealfall im Puffer $P_{pz} = 0$. Im Falle einer GaN-Schicht auf einem relaxierten AlGaN-Puffer kann Gleichung 2.10 geschrieben werden als:

$$\sigma_{int} = P_{sp}^{AlGaN} - (P_{sp}^{GaN} + P_{pz}^{GaN}). \quad (2.11)$$

Auf dem AlGaN-Puffer wird eine dünne GaN-Schicht (< 50 nm) pseudomorph abgeschieden. Da der a -Gitterparameter von GaN größer als der von AlGaN ist, ist eine pseudomorphe GaN-Schicht auf einer AlGaN-Schicht mit $\epsilon_{\text{GaN}} = (a_0^{\text{AlGaN}} - a_0^{\text{GaN}})/a_0^{\text{GaN}} < 0$ druckverspannt. Infolge sind die piezoelektrische und spontane Polarisation der GaN-Schicht antiparallel orientiert. $|P_{\text{ges}}^{\text{GaN}}|$ wird kleiner und somit der Polarisationsunterschied $|\Delta P|$ an der GaN/AlGaN-Grenzfläche erhöht (s. Abb. 2.5). In Abbildung 2.5 sind die spontane Polarisation von GaN (Gelb) und AlGaN (Blau), die Summe aus spontaner und piezoelektrischer Polarisation von GaN auf AlGaN (Grün), sowie die Polarisationsdifferenz bzw. Schichtladungsdichte (Rot) in Abhängigkeit des Al-Gehaltes x_{Al} aufgetragen.

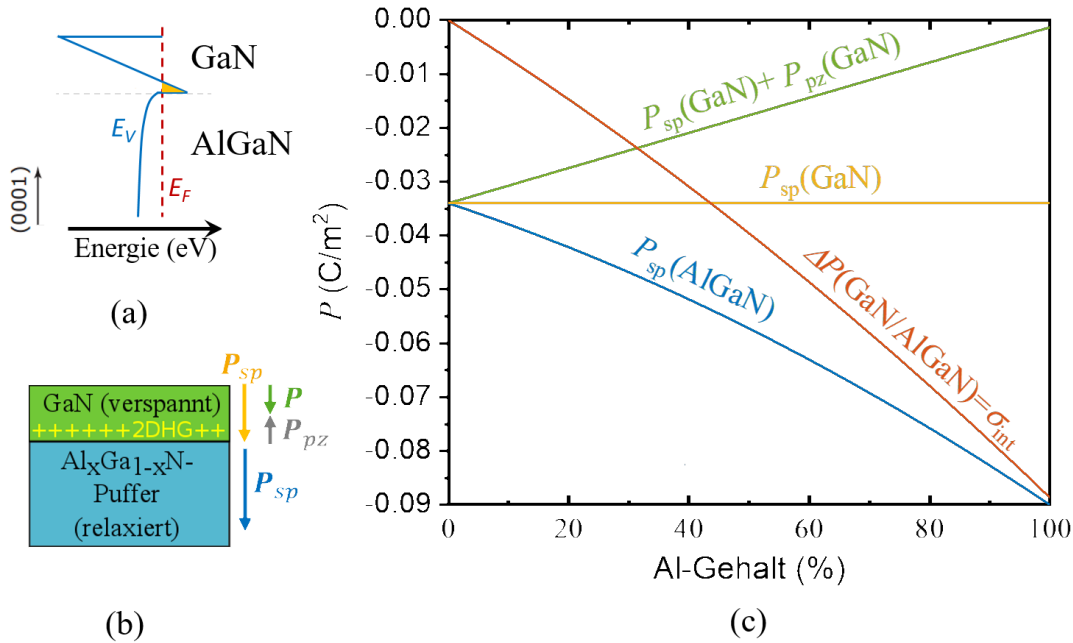


Abb. 2.5.: (a) Schematische Darstellung einer Metall-polaren GaN/AlGaN-Heterostruktur. Die spontane und piezoelektrische Polarisation in der Heterostruktur ist durch Pfeile angezeigt. Die einzelnen Komponenten der Polarisation sind in (b) in Abhängigkeit des Al-Gehaltes dargestellt. Infolge der Polarisationsdifferenz besteht eine feste Ladungsdichte σ_{int} an der Grenzfläche, welche durch ein 2DHG kompensiert werden kann.

Anhand der spontanen Polarisation von GaN und AlGaN (Gl. 2.4), der piezoelektrischen Polarisation von GaN (Gl. 2.6), sowie unter Verwendung von Literaturwerten (Tab. 2.1 und 2.2) kann die polarisationsinduzierte Schichtladungsdichte

σ_{int} in Abhängigkeit des Al-Gehaltes x_{Al} folgendermaßen berechnet werden:

$$\sigma_{\text{int}} = -0,021 \cdot x_{\text{Al}}^2 - 0,068 \cdot x_{\text{Al}}. \quad (2.12)$$

Die ortsfeste Schichtladung σ_{int} an der Grenzfläche einer Metall-polaren GaN/AlGa_xN-Heterostruktur hat ein negatives Vorzeichen und kann somit zur Akkumulation freier Löcher führen, die ein 2DHG bilden. Die Dichte des 2DHG hängt dementsprechend von $\Delta P = \sigma_{\text{int}}$ ab und wird in Kapitel 3 durch eine analytische Gleichung ausgedrückt und diskutiert.

2.2.3. Polarisation in Al_xGa_{1-x}N-Gradientenstrukturen

Ein in der Zusammensetzung abgestuftes (*graded*) polares Material führt zu einer Abstufung der Polarisation, da die Polarisation von der Materialzusammensetzung abhängt. Das linke Bild in Abbildung 2.6 zeigt eine AlGa_xN-Schicht deren Al-Gehalt einen linearen Gradienten aufweist. Ein Gradient in der Zusammensetzung in

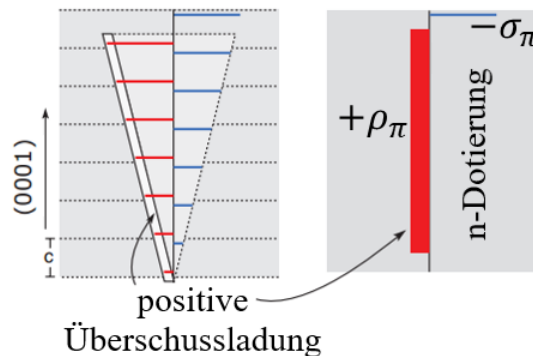


Abb. 2.6.: Darstellung der Bildung einer dreidimensionalen Dotierung infolge eines Polarisationsgradienten in einer AlGa_xN-Schicht mit abgestuftem Al-Gehalt [27].

einer AlGa_xN-Schicht kann durch mehrere infinitesimal dünne AlGa_xN-Schichten mit homogener Zusammensetzung, welche sich in ihrem Al-Gehalt unterscheiden, angenähert werden. An den Grenzflächen bilden sich Schichtladungen (vgl. Abb. 2.3). In Abbildung 2.6 nimmt der Al-Gehalt und somit die Polarisation (Gl. 2.4) in Wachstumsrichtung [0001] von Schicht zu Schicht zu. Infolge kompensieren sich die Schichtladungen an den Grenzflächen innerhalb des Halbleiters nicht. Das Ergebnis ist

eine ortsfeste positive Volumenladungsdichte. Diese Ladungen erzeugen ein elektrisches Feld, welches freie Elektronen (von der Oberfläche oder entfernten Dotierstoffen) anzieht [27]. Analog kann eine Abnahme des Al-Gehaltes in Wachstumsrichtung in einer Metall-polaren AlGa_N-Schicht freie Löcher induzieren. Dabei bestimmt der Gradient der AlGa_N-Zusammensetzung das Dotierungsprofil. Bei einem Gradienten in Wachstumsrichtung [0001] mit der ortsabhängigen Zusammensetzung $x(z)$ ergibt sich das Ladungsprofil der Polarisationsdotierung ρ_π (Einheit: cm^{-3}) aus der Divergenz des Polarisationsfeldes zu [11]:

$$\rho_\pi(z) = \frac{1}{q} \nabla \cdot P = \frac{1}{q} \frac{\partial P(x(z))}{\partial z}. \quad (2.13)$$

Beispielsweise führt eine lineare Änderung der AlGa_N-Zusammensetzung über eine Distanz z_0 zu einem räumlich konstanten Profil der ortsfesten Ladungsträgerdichte, gegeben durch $q \cdot \rho_\pi(z) = [P(z_0) - P(0)]/z_0$ [11]. Hier ist $P(z_0)$ die Gesamtpolarisation von Al_xGa_{1-x}N mit dem Al-Gehalt x_{Al} an der Stelle z_0 . Gleichung 2.13 entsprechend kann die Dichte an freien Ladungsträgern durch Änderung der AlGa_N-Zusammensetzung oder der Dicke der abgestuften Schicht gesteuert werden.

3. Grundlagen von p-Kanal-(MIS)HFET

Zunächst werden ausgehend von einer GaN/AlGa_N-Heterostruktur (vgl. Kap. 2.2.2) die elektrostatischen Modelle für p-Kanal-Heterostruktur-Feldeffekttransistoren (p-HFET) in Kapitel 3.1 und p-Kanal-Metall-Isolator-Halbleiter-HFET (p-MISHFET) in Kapitel 3.2 aufgestellt, um die 2DHG-Dichte und die Schwellenspannung in diesen Bauelementen zu berechnen. Im Anschluss wird in Kapitel 3.3 die GaN/AlGa_N-Heterostruktur als Basis für p-(MIS)HFET diskutiert. Zum Vergleich werden Literaturergebnisse von Heterostrukturen vorgestellt, in denen ein 2DHG nachgewiesen wurde und die für p-(MIS)HFET genutzt wurden.

3.1. Elektrostatisches Modell für p-Kanal-HFET

Typischerweise wird bei einem HFET der Strom zwischen den beiden ohmschen Kontakten Source (S in Abb. 3.1 (a)) und Drain (D) mithilfe einer an einem Schottky-Kontakt, dem Gate (G), angelegten Spannung geregelt. Ein p-HFET, in dem ein 2DHG als Kanal dient, ist in Abb. 3.1 (a) schematisch dargestellt. Dieser basiert auf einer GaN/AlGa_N-Heterostruktur bestehend aus einem AlGa_N-Puffer und einer darüber liegenden GaN-Schicht. Wird keine Gate-Source-Spannung angelegt ($V_{GS} = 0$ V), liegt das Valenzband oberhalb des Fermi-Niveaus E_F und bildet den dreieckigen Quantentopf für das 2DHG (Abb. 3.1 (b)). Durch das Anlegen einer Spannung V_{DS} zwischen Drain und Source fließt ein Löcherstrom von Source zu Drain (I_D). Der Strom I_D bzw. die Ladungsträgerdichte p_s des 2DHG wird über V_{GS} am Gate gesteuert. Energetisch betrachtet wird beim Anlegen einer Spannung an den Gate-Kontakt, in dem Bereich unter dem Gate die Lage des Valenzbandes E_V relativ zu E_F verschoben. Die Schwellenspannung V_{th} wird definiert als V_{GS} ab der das Valenzband unter dem

3. Grundlagen von p-Kanal-(MIS)HFET

Fermi-Niveau liegt, und der Valenzband-Topf somit nicht mehr gefüllt ist. Dies bedeutet, dass das 2DHG in Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung entweder angereichert (An-Zustand, $V_{GS} < V_{th}$) oder verarmt (Aus-Zustand, $V_{GS} > V_{th}$) wird.

In diesem Kapitel wird ein vereinfachtes elektrostatisches Modell [21, 41, 42] verwendet, um auf der Grundlage der GaN/AlGaN Heterostruktur einen analytischen Ausdruck für die 2DHG-Dichte p_s sowie die Schwellenspannung V_{th} von p-Kanal-HFET herzuleiten. In Abb. 3.1 (a) ist die GaN/AlGaN Heterostruktur bestehend aus einem AlGaN Puffer und einer darüber liegenden GaN Schicht im Querschnitt dargestellt. Das entsprechende Banddiagramm wurde mittels 1D-Poisson Simulation [43] unter der Annahme eines Al-Gehalts von 30 % im AlGaN-Puffer generiert und ist in Abb. 3.1 (b) abgebildet. Die Löcherdichte p_s (Gelb) ist ebenfalls dargestellt.

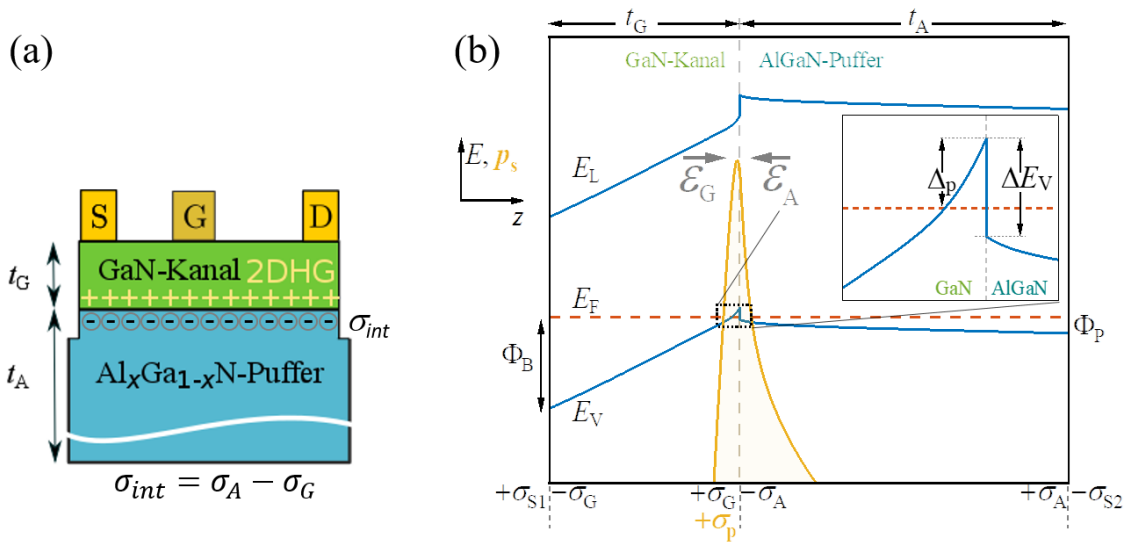


Abb. 3.1.: (a) Schematischer Aufbau eines p-HFET auf Basis einer GaN/AlGaN-Heterostruktur mit zwei ohmschen Kontakten Source S und Drain D und einem Schottky-Kontakt, dem Gate G, dazwischen. (b) Banddiagramm der GaN/AlGaN-Heterostruktur erstellt mit dem 1D-Poisson Simulator [43]. Zusätzlich ist ein Ausschnitt des Valenzbandes hervorgehoben. Liegt das Valenzband E_V an der GaN/AlGaN-Grenzfläche energetisch über dem Fermi-Niveau E_F , bildet sich ein 2DHG. Hier stellt σ_G die Grenzflächenladungen für den GaN-Kanal und σ_A die für den AlGaN-Puffer dar. Des weiteren sind σ_S die Oberflächenladungen und die Randbedingungen sind durch die Schottky-Barriere Φ_B und das Rückseitenpotential Φ_P definiert.

Um einen Ausdruck für die 2DHG-Dichte abzuleiten, ist es erforderlich die Ladungsdichten an jeder Grenzfläche sowie die Struktur des Banddiagramms zu berücksichtigen. Es wird angenommen, dass das elektrische Feld außerhalb der Struktur Null ist. Weitere Randbedingungen sind für die Berechnung notwendig. Erstens der Puffer besitzt eine größere Bandlücke und eine größere Polarisation als der Kanal. Zusätzlich wird angenommen, dass der GaN-Kanal auf dem nicht verspannten AlGaIn-Puffer pseudomorph, also vollständig verspannt ist. Zweitens liegt das Valenzband E_V über dem Fermi-Niveau E_F , sodass Löcher an der Grenzfläche der GaN/AlGaIn-Struktur angesammelt werden. Die Höhe dieser Überschreitung wird durch $E_V - E_F = \Delta_p$ beschrieben (s. Abb. 3.1 (b)). Drittens wird angenommen, dass in der gesamten Struktur keine Dotierstoffe vom n- oder p-Typ vorhanden sind. Die spontane und die piezoelektrische Polarisation einer Schicht werden zusammengefasst durch ortsfeste Grenzflächenladungen beschrieben, die mit $\pm\sigma$ bezeichnet werden (s. Abb. 3.1 (b)). Die Oberflächenladung an der Ober- bzw. Unterseite ist durch σ_{S1} bzw. σ_{S2} gegeben und die Ladungsdichte des 2DHG durch σ_p .

Durch Anwendung des Gaußschen Gesetzes an der GaN/AlGaIn-Grenzfläche werden die elektrischen Felder \mathcal{E} , bzw. die elektrischen Flussdichten $\epsilon\mathcal{E}$ in den angrenzenden Schichten mit den Grenzflächenladungen σ in Beziehung gesetzt:

$$\epsilon_A \mathcal{E}_A + \epsilon_G \mathcal{E}_G = \sigma_A - \sigma_p - \sigma_G , \quad (3.14)$$

wobei ϵ_G und ϵ_A die Permittivität des GaN-Kanals und des AlGaIn-Puffers darstellen. Folgt man dem Valenzband von der Oberfläche der GaN-Schicht bis zur linken Seite des Quantentopfs ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$-\frac{\Phi_B}{q} + t_G \mathcal{E}_G = 0 \Leftrightarrow \mathcal{E}_G = \frac{\Phi_B}{q \cdot t_G} . \quad (3.15)$$

Hier ist Φ_B die Schottky-Barriere zwischen Gate-Metall und GaN, t_G die Dicke des GaN-Kanal und q stellt die Elementarladung dar. Ein analytischer Ausdruck für \mathcal{E}_A wird abgeleitet, indem man sich entlang des Valenzbandes von der linken Seite des Quantentopfs bis zur Unterseite der Struktur, das heißt des AlGaIn Puffers bewegt:

$$-\frac{\Delta E_V - \Delta_p}{q} - t_A \mathcal{E}_A + \frac{\Phi_P}{q} = 0 \Leftrightarrow \mathcal{E}_A = \frac{\Phi_P - \Delta E_V + \Delta_p}{q \cdot t_A} . \quad (3.16)$$

3. Grundlagen von p -Kanal-(MIS)HFET

Hier sind Φ_P das Rückseitenpotential der Pufferschicht, ΔE_V der Valenzband-offset, Δ_p die Höhe des Quantentopfes in Bezug auf das Fermi-niveau E_F und t_A die Dicke der Pufferschicht. Mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar und der effektiven Masse der Löcher m^* lässt sich Δ_p unter der Annahme, dass lediglich das erste Subband besetzt, ist wie folgt angeben [21, 44]:

$$\Delta_p = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} \cdot p_s . \quad (3.17)$$

Durch Einsetzen von Gl. 3.15 und 3.16 in Gl. 3.14 und unter Verwendung von Gl. 3.17 erhält man folgenden Ausdruck für die Schichtladungsträgerdichte p_s des 2DHG:

$$p_s = \frac{\sigma_P}{q} = \frac{1}{q} \frac{(\sigma_A - \sigma_G) - C_G \frac{\Phi_B}{q} - C_A \left(\frac{\Phi_P - \Delta E_V}{q} \right)}{1 + C_A \frac{\pi \hbar^2}{q^2 m^*}} . \quad (3.18)$$

Hier ist $C_G = \frac{\epsilon_G}{t_G}$ bzw. $C_A = \frac{\epsilon_A}{t_A}$ die Kapazität pro Flächeneinheit des GaN-Kanals bzw. des AlGaIn-Puffers. Ist der Puffer deutlich dicker als der Kanal, kann C_A im Vergleich zu C_G vernachlässigt werden. Zusammen mit $\sigma_{\text{int}} = \sigma_A - \sigma_G$ vereinfacht sich Gl. 3.18 zu:

$$p_s = \frac{\sigma_{\text{int}}}{q} - C_G \frac{\Phi_B}{q^2} . \quad (3.19)$$

Der analytische Ausdruck für die 2DHG-Dichte, Gleichung 3.19, gilt mit der Schottky-Barriere Φ_B für den Gate-Bereich. Für die 2DHG-Dichte in dem Bereich neben dem Gate ist Φ_B durch das Oberflächenpotential Φ_S von GaN zu ersetzen [45].

Setzt man $p_s = 0$ und ersetzt Φ_B durch $\Phi_B + qV_{\text{th}}$ ergibt sich für die Schwellenspannung:

$$V_{\text{th}} \approx \frac{\sigma_{\text{int}}}{C_G} - \frac{\Phi_B}{q} . \quad (3.20)$$

Gleichung 3.20 zu Folge kann V_{th} über die Polarisationsdifferenz ($\sigma_{\text{int}} = \Delta P$), welche in erster Linie vom Al-Gehalt des AlGaIn-Puffers abhängt, eingestellt werden. Des Weiteren kann V_{th} durch C_G bzw. die GaN-Dicke beeinflusst werden [46].

Infolge der Polarisationsdifferenz der Heterostruktur ist das leitende 2DHG auch ohne angelegte (Gate-)Spannung über die gesamte Kanalbreite vorhanden. Das bedeutet, dass der HEFT ohne Anlegen einer Gate-Spannung selbstleitend ist (*normally-on*). Um das 2DHG zu verarmen und den Transistor in den Aus-Zustand zu versetzen, wird eine negative Gate-Spannung benötigt. Daher wird diese Art

von Feldeffekttransistor als Verarmungstyp bezeichnet (d-mode, *depletion-mode*). Ein HFET vom Anreicherungstyp (e-mode, *enhancement-mode*) befindet sich ohne Anlegen einer Gate-Spannung im Aus-Zustand (*normally-off*). E-mode-Verhalten ist aus Sicherheitsgründen zu bevorzugen, da bei einem Ausfall der Steuerungselemente, der Transistor automatisch im Aus-Zustand ist und so ein unkontrollierter Stromfluss, der Schaden verursachen kann, vermieden werden kann. Darüber hinaus kann durch den Einsatz von e-mode-Transistoren die Komplexität von Schaltkreisen verringert werden [20, 47].

3.2. Elektrostatistisches Modell für Metall-Isolator-Halbleiter-HFET

Das Konzept des MISHFET beruht darauf, dass Gate-Metall durch eine dünne dielektrische Schicht von der Halbleiter-Schicht zu isolieren. Der wesentliche Vorteil des MIS-Ansatzes ist die Minimierung des Gate-Leckstroms. Im Vergleich zur 2DHG-Dichte (Gl. 3.19) und Schwellenspannung (Gl. 3.20) von HFET muss beim MISHFET, aufgrund des Dielektrikums, hier Al_2O_3 , mit der Dicke t_{Iso} , einerseits die Schottky-Barriere Φ_{B} durch Φ'_{B} ersetzt werden und andererseits muss ein Bandversatz zwischen Dielektrikum und GaN-Kanal (ΔE_{Iso}) berücksichtigt werden. Darüber hinaus enthält die $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche im Allgemeinen eine hohe Anzahl an Grenzflächenzuständen (*Traps*) die hier als Flächenladungsdichte σ_{t} berücksichtigt werden. In Abb. 3.2 (a) ist ein p-MISHFET basierend auf einer GaN/AlGaN Heterostruktur, mit Al_2O_3 als Dielektrikum, schematisch dargestellt.

Das entsprechende Banddiagramm wurde mittels 1D-Poisson Simulation [43] generiert und ist in Abb. 3.2 (b) abgebildet. Für die elektrische Flussdichte $\epsilon \mathcal{E}$ an der Isolator/GaN-Grenzfläche unter Verwendung des Gaußschen Gesetzes ergibt sich:

$$\epsilon_{\text{G}} \mathcal{E}_{\text{G}} - \epsilon_{\text{Iso}} \mathcal{E}_{\text{Iso}} = \sigma_{\text{t}} . \quad (3.21)$$

Dabei ist ϵ_{Iso} die Permittivität des Isolators. Folgt man dem Valenzband ausgehend von der Oberfläche des Dielektrikums bis zur linken Seite des Quantentopfes ergibt sich:

$$-\frac{\Phi'_{\text{B}}}{q} + t_{\text{Iso}} \mathcal{E}_{\text{Iso}} + \frac{\Delta E_{\text{Iso}}}{q} + t_{\text{G}} \mathcal{E}_{\text{G}} = 0 . \quad (3.22)$$

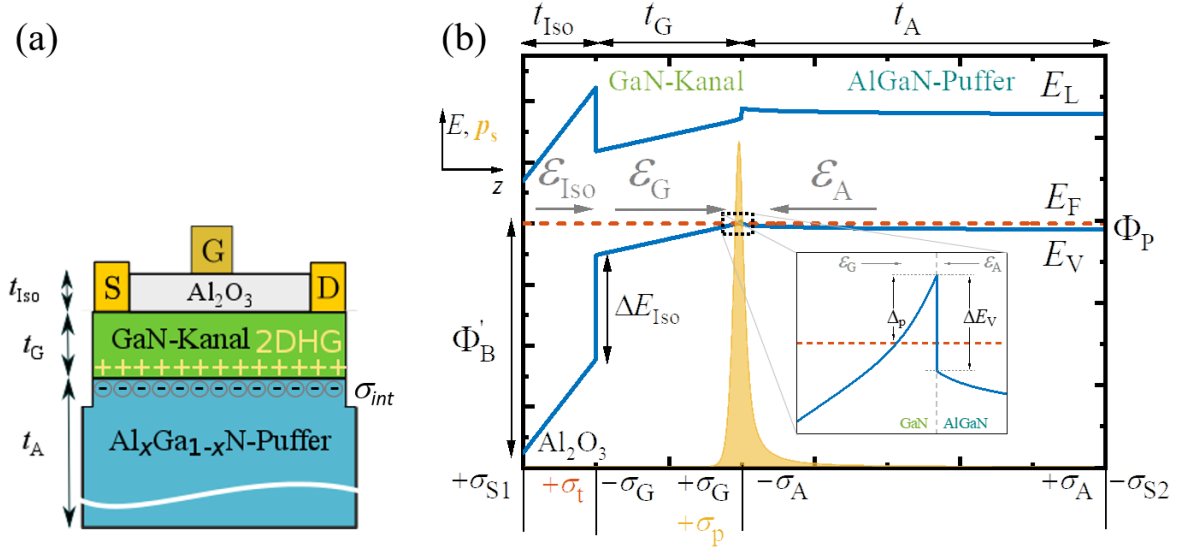


Abb. 3.2.: (a) Schematischer Aufbau eines p-MISHFET auf Basis einer GaN/AlGaIn Heterostruktur. (b) Banddiagramm der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}/\text{AlGaIn}$ -Struktur im thermischen Gleichgewicht simuliert mit dem 1D-Poisson Simulator [43]. Zusätzlich ist ein Ausschnitt des Valenzbandes hervorgehoben.

Für die GaN/AlGaIn-Grenzfläche wird wie beim HFET Gleichung 3.14 verwendet und zusammen mit 3.16 zu folgender Gleichung umgestellt:

$$\mathcal{E}_G = \frac{1}{\epsilon_G} (\sigma_{\text{int}} - \sigma_p - \frac{C_A}{q} (\Phi_P - \Delta E_V + \Delta_p)) . \quad (3.23)$$

Einsetzen von Gl. 3.23 in Gl. 3.21 führt zu:

$$\mathcal{E}_{\text{Iso}} = \frac{1}{\epsilon_{\text{Ins}}} (\sigma_{\text{int}} - \sigma_p - \sigma_t \frac{C_A}{q} (\Phi_P - \Delta E_V + \Delta_p)) . \quad (3.24)$$

Schließlich werden Gl. 3.23 und 3.24 in Gl. 3.22 eingesetzt und unter Verwendung von Gl. 3.17 erhält man folgenden Ausdruck für die Schichtladungsträgerdichte p_s des 2DHG:

$$p_s = \frac{1}{q} \frac{\sigma_{\text{int}} - C_{\text{tot}} \frac{\Phi_B' - \Delta E_{\text{Iso}}}{q} - \frac{C_{\text{tot}}}{C_{\text{Iso}}} \sigma_t - C_A \frac{\Phi_P - \Delta E_V}{q}}{1 + C_A \frac{\pi \hbar^2}{q^2 m^*}} , \quad (3.25)$$

wobei C_{tot} für die gesamte Kapazität des Dielektrikums und der GaN Schicht steht ($\frac{1}{C_{\text{tot}}} = \frac{1}{C_{\text{Iso}}} + \frac{1}{C_G}$). Da der Puffer deutlich dicker als der Kanal ist, folgt: $C_A \ll C_{\text{tot}}$

und C_A kann vernachlässigt werden. Dies vereinfacht Gl. 3.25 zu:

$$p_s \approx \frac{1}{q} (\sigma_{\text{int}} - C_{\text{tot}} \frac{\Phi'_B - \Delta E_{\text{Iso}}}{q} - \frac{C_{\text{tot}}}{C_{\text{Iso}}} \sigma_t) . \quad (3.26)$$

Bei angelegter Schwellenspannung V_{th} muss Φ'_B in Gl. 3.26 durch $\Phi'_B + qV_{\text{th}}$ ersetzt werden. Wird angenommen, dass bei V_{th} die 2DHG-Dichte verschwindet ($p_s = 0$), folgt:

$$V_{\text{th}} \approx \frac{\sigma_{\text{int}}}{C_{\text{tot}}} - \frac{\Phi'_B}{q} + \frac{\Delta E_{\text{Iso}}}{q} - \frac{\sigma_t}{C_{\text{Iso}}} . \quad (3.27)$$

Wie beim HFET (Gl. 3.20) kann ein negatives V_{th} , also e-mode Verhalten, über die Reduzierung von σ_{int} durch Verringerung des Al-Gehalts im Puffer und Erhöhung von C_{tot} durch Verringerung der GaN-Dicke erzielt werden. Darüber hinaus ist V_{th} beeinflusst durch die Terme $\Delta E_{\text{Iso}} - \Phi'_B/q$ und σ_t/C_{Iso} . Der erste Term wird durch das verwendete Gate-Dielektrikum und das Gate-Metall in Verbindung mit der GaN-Schicht definiert [48]. Der zweite Term resultiert aus den Grenzflächenzuständen an der Gate-Dielektrikum/GaN-Grenzfläche σ_t und kann durch die Flächenkapazität bzw. Dicke des Dielektrikums C_{Iso} beeinflusst werden. Im Betrieb können die Grenzflächenzustände σ_t geladen oder entladen werden und somit zu signifikanten Verschiebungen von V_{th} führen. Weitere Einzelheiten zu V_{th} -Instabilitäten im Zusammenhang mit σ_t werden in Kapitel 8.4.3 diskutiert und analysiert.

3.3. Heterostrukturen für 2DHG-Bildung und p-Kanal-(MIS)HFET

Für p-(MIS)HFET ist die Wahl der am besten geeigneten Heterostruktur weiterhin eine offene Frage [20]. Als Analogie zur AlGaIn/GaN-Struktur des HEMT ergibt sich eine GaN/AlGaIn-Struktur für p-Kanal-HFET. In dieser Arbeit wird erstmalig eine einzelne GaN/AlGaIn-Heterostruktur auf Basis eines AlGaIn-Puffers (s. Abb. 3.3 (a)) verwendet, um p-MISHFET herzustellen. Heterostrukturen, von denen berichtet wurde, dass sie ein 2DHG induzieren, sind schematisch in den Abbildungen 3.3 (c) – (d) dargestellt und werden im Folgenden diskutiert.

Wie in Abbildung 3.3 (a)–(c) dargestellt wird für einen p-Kanal-HFET meist eine unid-GaN-Schicht (*unintentionally doped*) zwischen einer p-dotierten GaN-Schicht und

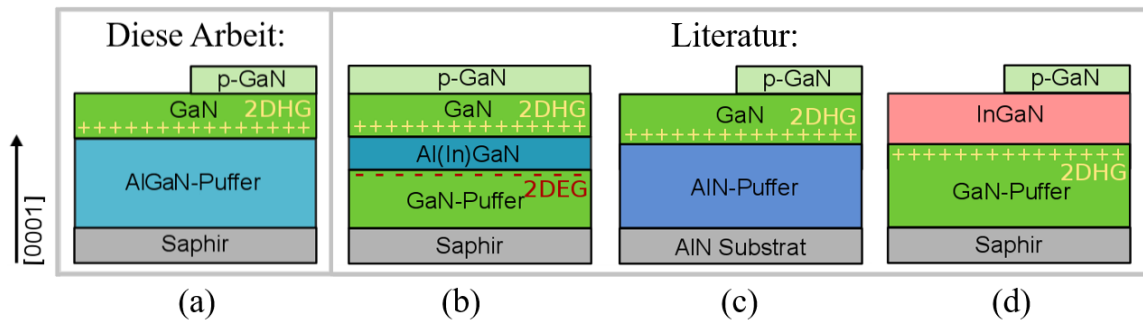


Abb. 3.3.: Schematischer Schichtaufbau von Metall-polaren Heterostrukturen, die ein 2DHG induzieren. (a) In dieser Arbeit werden GaN/AlGaIn-Einzelheterostrukturen auf Saphir hergestellt und untersucht. Publiziert wurden (b) „Standard“-GaN/AlGaIn/GaN-Doppelheterostrukturen mit sowohl 2DHG als auch 2DEG und (c) GaN/AlN-Einzelheterostrukturen ohne 2DEG und (d) InGaIn/GaN-Einzelheterostrukturen ohne 2DEG.

einer Al(In,Ga)N-Schicht als Barriere verwendet [20, 23, 24, 46, 49–64]. Ein weiterer Ansatz basiert auf einer InGaIn/GaN-Heterostruktur (Abb. 3.3 (d)) [65, 66]. Oft wird festgestellt, dass eine zusätzliche *p*-Typ-Dotierung entweder im Kanal oder in einer Schicht über dem Kanal erforderlich ist, um die *n*-Leitfähigkeit verursacht durch unbeabsichtigte Hintergrunddotierung zu kompensieren [20, 24, 46, 53–64]. Es konnte zwar gezeigt werden, dass *p*-Dotierung nicht erforderlich für die Bildung eines 2DHG ist und ein 2DHG ausschließlich aufgrund der Polarisationsdifferenz an der Grenzfläche zwischen GaN und Barriere induziert werden kann [51, 65]. Jedoch ist eine *p*-dotierte Schicht erforderlich, um ohmsche Kontakte zu bilden.

In den folgenden Unterpunkten werden die Anforderungen der einzelnen Schichten in einer *p*-GaN/uid-GaN/Al(In,Ga)N-Heterostruktur für *p*-(MIS)HFET zusammengefasst:

- Als Kontaktschicht dient *p*-GaN mit einer Mg-Dotierung $\geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, um ohmsche Kontakte herzustellen [60]
- Der Kanal für das 2DHG besteht aus uid-GaN, um die Streuung an Fremdstoffen zu minimieren und somit eine möglichst hohe Beweglichkeit des 2DHG zu erhalten [67].
- Als Barriere wird Al(In,Ga)N verwendet, damit aufgrund der negativen Polarisationsdifferenz an der GaN/Al(In,Ga)N-Grenzfläche ein 2DHG induziert

wird (vgl. Kap. 2.2.2). In dieser Arbeit wird ein annähernd relaxierter AlGa_N-Puffer als Barriere verwendet (Abb. 3.3 (a)). Die uid-GaN- und p-GaN-Schicht ist auf dem Puffer verspannt. Im Gegensatz dazu ist in allen anderen Arbeit über GaN/Al(In)Ga_N-Heterostrukturen für p-(MIS)HFET die Barriere auf einem annähernd relaxiertem GaN-Puffer verspannt ((Abb. 3.3 (b)).

Den ersten p-Kanal-HFET mit 2DHG präsentierten Zimmermann et al. [65] im Jahr 2004 auf Basis einer nominell undotierten InGa_N/Ga_N-Heterostruktur (Abb. 3.3 (a)). Trotz der für InGa_N typischerweise hohen Hintergrunddotierung vom n-Typ wurde an der InGa_N/Ga_N-Grenzfläche ein 2DHG mit einer Löcherdichte von $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und einer Löcherbeweglichkeit von $700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei 66 K gefunden [65]. In jüngerer Zeit wurde für die gleiche Grundstruktur eine deutlich höhere 2DHG-Dichte bei Raumtemperatur berichtet, jedoch mit zusätzlicher Mg-Dotierung zur Kompensation der unbeabsichtigten Hintergrunddotierung [66]. Für den InGa_N/Ga_N-MISHFET wurde ein *on*-Strom von etwa $0,5 \text{ mA/mm}$ und eine relativ geringe *on/off-ratio* von etwa zwei Größenordnungen demonstriert [66]. Die hohe Schwellenspannung ($V_{\text{th}} > 8 \text{ V}$) ist vermutlich hauptsächlich auf die 60 nm dicke Al_2O_3 -Schicht zurückzuführen [66].

Insgesamt sind die bezüglich 2DHG und p-Kanal-(MIS)HFET bisher am häufigsten untersuchten Strukturen GaN/Al(In)Ga_N- und GaN/AlN-Heterostrukturen (Abb. 3.3 (b) und (c)). Letztere werden ausschließlich mit homoepitaktischem Wachstum durch Molekularstrahlepitaxie (MBE, *molecular beam epitaxy*) auf annähernd einkristallinen AlN-Substraten abgeschieden, wodurch eine sehr hohe Kristallqualität erreicht wird. Für diese GaN/AlN-Heterostruktur (Abb. 3.3 (b)) wurden die höchsten 2DHG-Dichten von bis zu $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ mit einer Löcherbeweglichkeit von ca. $10 - 20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ demonstriert [49–52]. Basierend auf der GaN/AlN-Heterostruktur wurden die p-Kanal-HFET mit den höchsten Strömen (bis zu 420 mA/mm) demonstriert [20, 23]. Allerdings weisen die in [23] vorgestellten GaN/AlN-HFET eine niedrige *on/off-ratio* ($\sim 10^2$) auf. Für GaN/AlN-HFET liegt die in der Literatur angegebene *on/off-ratio* insgesamt bei $\leq 10^4$ [20]. Dass die nötigen AlN-Substrate und das Wachstum mittels MBE vergleichsweise kostenintensiv sind, ist auch ein Nachteil. Kostengünstigere Lösungen basieren auf dem Wachstum mittels MOVPE auf einem Fremdsupstrat wie Saphir oder Silizium. Um die erforderliche Kristallqualität zu erreichen, muss typischerweise eine mehrere μm dicke Pufferschicht meist aus GaN abgeschieden werden. Für die Bildung eines 2DHG wird auf dem GaN-Puffer eine

Al(In)GaN-Barriere gefolgt von einem GaN-Kanal abgeschieden [24, 46, 53–64]. Die GaN/Al(In)GaN/GaN-Schichtfolge stellt eine Doppel-Heterostruktur (DH) dar und ist in Abb. 3.3 (c) schematisch dargestellt. Ein Vorteil der DH ist, dass aus dieser einen Struktur n- und p-Kanal Transistoren gefertigt werden können, um eine komplementäre Logik zu realisieren [60, 64]. Andererseits kann das parasitäre 2DEG in der DH, das an der unteren Grenzfläche der Al(In)GaN/GaN-Pufferschicht vorhanden ist [24, 46, 53–64], den p-Kanal-HFET negativ beeinträchtigen. In einer DH sind die Ladungsträgerdichten von 2DEG und 2DHG dynamisch voneinander abhängig [21, 25, 26]. Durch das 2DEG können parasitäre Kapazitäten, Parallellleitung, Hochfrequenz-Verluste und sogar Ausfall, insbesondere bei erhöhten Betriebstemperaturen, verursacht werden.

4. Metallorganische Gasphasenepitaxie und Prozessierung

Für die Abscheidung der Gruppe III-Nitride in dieser Arbeit wird die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE, *metalorganic vapour-phase epitaxy*) genutzt.

4.1. Grundlagen und Funktionsprinzip einer MOVPE-Anlage

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Proben wurden mit einer AIX 200/4 RF-S MOVPE-Anlage der Firma AIXTRON abgeschieden, welche sich durch einen horizontalen Gasfluss auszeichnet und Temperaturen bis 1300 °C zulässt. Für die Abscheidung von GaN, AlN sowie AlGaIn werden als Präkursoren die Metallorganika (MO) Trimethylgallium (TMGa) und Trimethylaluminium (TMAI) verwendet, um die Gruppe-III-Atome des Verbindungshalbleiters bereitzustellen. Das eingesetzte Reaktionsgas Ammoniak (NH₃) stellt den benötigten Stickstoff bereit. Als Präkursor für Magnesium für p-leitfähiges GaN dient Di(Cyclopentadienyl)Magnesium (Cp₂Mg). In Abb. 4.1 ist der schematische Aufbau einer MOVPE-Anlage mit horizontalem Gasfluss dargestellt, wobei sich die genannten MO jeweils in einem sogenannten *Bubbler* befinden. Das Funktionsprinzip eines *Bubblers* beruht darauf, dass Trägergas (H₂ oder N₂) in die *Bubbler*-Einheit geleitet wird und in Abhängigkeit des Dampfdruckes und des Trägergasflusses eine bestimmte Menge an MO in den Reaktor transportiert wird. Um einen konstanten Dampfdruck zu gewährleisten, werden die Temperaturen der *Bubbler* bzw. der MO konstant gehalten, beispielsweise etwa 5 °C für das flüssige TMGa und etwa 20 °C für das pulverförmige Cp₂Mg.

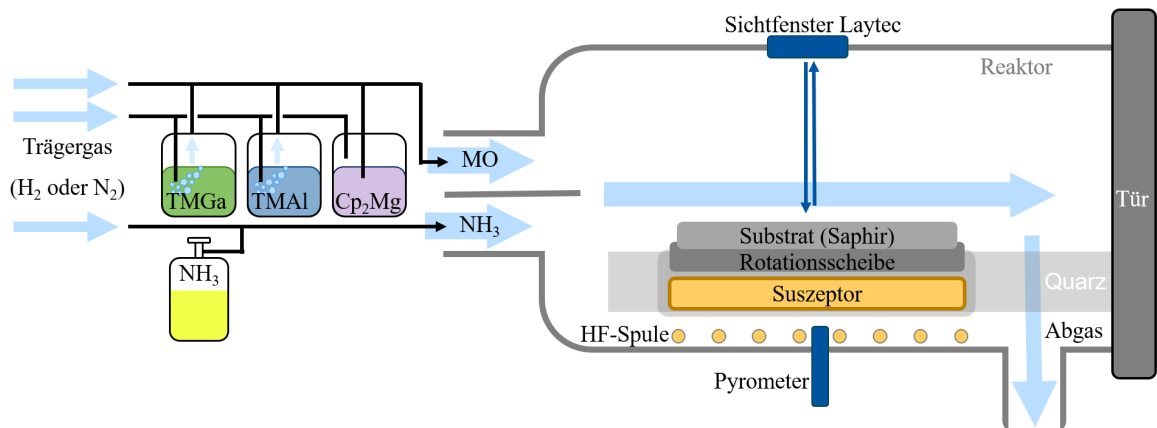
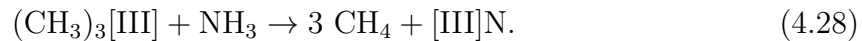


Abb. 4.1.: Schematischer Aufbau eines MOVPE-Reaktors mit horizontalem Gasstrom wie der im Rahmen dieser Arbeit verwendete AIX 200/4 RF-S.

Im Reaktor befindet sich das Substrat auf einer Rotationsplatte, welche sich wiederum in unmittelbarer Nähe zum sogenannten Suszeptor befindet (s. Abb. 4.1). Ein Suszeptor zeichnet sich durch die Eigenschaft aus elektromagnetische Energie aufzunehmen und diese in Wärme umzuwandeln. Mit Hilfe einer Hochfrequenz-Spule (HF-Spule) wird durch Induktion Wärme im Suszeptor und der Rotationsplatte erzeugt, die sich auf das Substrat überträgt. Sowohl Suszeptor als auch Rotationsplatte bestehen aus Graphit, um möglichst effizient elektromagnetische Energie aufnehmen zu können und diese in Wärme umzuwandeln. Darüber hinaus sind sie mit Siliziumkarbid (SiC) oder Tantalcarbid (TaC) beschichtet, damit sie bei den hohen Reaktortemperaturen chemisch beständig sind. An der Unterseite des Substrathalters wird die Temperatur mit einem Pyrometer gemessen. Mit einer *Feedback*-Schleife wird die in die HF-Spule eingespeiste Leistung so angepasst, dass der gemessene Temperaturwert dem eingestellten Sollwert der Reaktortemperatur (T_{Reak}) entspricht. Die für die Epitaxie maßgebende Oberflächentemperatur (T_{OF}) des Substrats bzw. der abgeschiedenen Schicht weicht aufgrund thermischer Verluste von T_{Reak} ab. T_{OF} wird in dieser Arbeit durch ein Sichtfenster mithilfe eines *LayTec In-situ-Tool* [68] optisch gemessen (s. Abb. 4.1). Das *LayTec In-situ-Tool* ermöglicht eine um den Emissionsgrad des Materials korrigierte pyrometrische Temperaturmessung und eine Messung der Reflektivität bei verschiedenen Wellenlängen. Somit kann T_{OF} In-situ überwacht und gezielt eingestellt werden. Die im Folgenden bei den Epitaxie-Prozessen angegebene Temperatur entspricht T_{OF} . Zusätzlich können die Wachstumsraten der abgeschiedenen

Materialien anhand der Reflektivität bestimmt werden, insofern die jeweilige Schicht dick genug ist (> 100 nm), um die periodische Änderung der Reflektivität mit der Schichtdicke zu erfassen. Für kleinere Schichtdicken wird HRXRD genutzt, um die Schichtdicke zu ermitteln (s. Kap. 5.1.2).

Mit dem Trägergasstrom werden die MO und NH_3 getrennt voneinander in den Reaktor zum beheizten Substrat geleitet. Sobald die MO und NH_3 im Reaktor aufeinander treffen, finden chemische Gasphasenreaktionen statt. Die Reaktionsgleichung für die Bildung von Gruppe-III-Nitriden aus den genannten Präkursoren lässt sich allgemein wie folgt darstellen:



Hierbei entspricht [III] einem Gruppe-III Atom also Ga oder Al. Jedoch ist zu beachten, dass die durch Gleichung 4.28 dargestellte Reaktion zur Synthetisierung von Gruppe-III-Nitriden wie AlGaN stark vereinfacht ist, da verschiedene Zwischenreaktionen ablaufen, bei denen sich Zwischen- und Nebenprodukte bilden [32].

Grundsätzlich wird zwischen zwei Reaktionswegen unterschieden. Ein Weg ist die separate thermische Zersetzung der MO und Ammoniak zu Radikalen. Dabei werden die Liganden schrittweise abgespalten. Entweder wird das [III]-Atom nach oder unter der Abspaltung der letzten Methylgruppe auf der Substratoberfläche adsorbiert oder die MO-Radikale werden adsorbiert und zersetzen sich auf der heißen Oberfläche. Schließlich ist Ga (oder Al) und N auf der Substratoberfläche vorhanden, sodass (Al)GaN gebildet wird. Der zweite Weg über die Bildung von Addukten wie $(\text{CH}_3)_3[\text{III}]:\text{NH}_3$ wird im Allgemeinen als parasitäre Reaktion angesehen, da ein Großteil des Präkursor-Materials verbraucht wird ohne zum Wachstum beizutragen und die Kristallqualität gleichzeitig verschlechtert wird [69]. Es wird davon ausgegangen, dass sich GaN unter Verwendung von TMGa größtenteils über den zuerst beschriebenen Reaktionsweg bildet, wohingegen die Bildung von AlN oder AlGaN mit TMAI hauptsächlich über die Bildung von Addukten abläuft [32]. Ein wichtiger Unterschied bei der Epitaxie von AlN und AlGaN im Vergleich zu GaN ist, dass die Abscheidung mit TMAI als Präkursor bei niedrigerem Druck (< 100 mbar) erfolgen muss, um parasitäre Vorreaktionen zu minimieren [70].

Das Abluft-System beinhaltet zum einen eine Pumpe, welche zusammen mit einem Drosselventil den Druck im Reaktor regelt und den Abgasstrom aus

dem Reaktor gewährleistet und zum anderen ein Gaswaschsystem, indem die überschüssigen Prozessgase mithilfe einer Säure (z.B. Zitronensäure oder Schwefelsäure) neutralisiert werden. Durch den langsamen Ablauf der Reaktionen im Verhältnis zur Driftgeschwindigkeit in der Reaktorkammer ergeben sich an unterschiedlichen Positionen im Reaktor verschiedene Reaktionszustände, zum Beispiel zwischen der Seite des Substrats, welche dem Stromfluss zugewandt ist und der abgewandten Seite. Um diesen Effekt zu kompensieren und möglichst homogene Schichten zu erhalten, dreht sich das Substrat mit der Rotationsscheibe während des Wachstums mittels *Gas-foil-rotation* [71]. Neben der Temperatur sind der Druck und die Gasmenge bzw. die Gasflüsse der Präkursoren und ihr Verhältnis (V/III-Verhältnis) die wichtigsten Prozessparameter, um Einfluss auf das Wachstum zu nehmen. Der Druck während des Wachstums für Gruppe-III-Nitride beträgt typischerweise etwa 50 bis mehrere 100 mbar.

4.2. Epitaxie von AlN und GaN auf Saphir-Substraten

Seit der Erfindung der blauen LED bis heute ist Saphir (α -Al₂O₃) das am häufigsten verwendete Substrat in der Forschung von GaN-basierten Strukturen [4]. Es zeichnet sich durch einen vergleichsweise niedrigen Preis sowie die Verfügbarkeit von großflächigen Kristallen hoher Qualität aus. Auf Grund der großen Bandlücke von ca. 8,8 eV von Al₂O₃ ist es transparent bis in den tiefen UV-Bereich und ein elektrischer Isolator [72]. Zusätzlich zeichnet sich Saphir durch eine hohe thermische und chemische Stabilität aus. Die rhomboedrische Kristallstruktur von Saphir kann auch durch eine hexagonale Elementarzelle beschrieben werden und ermöglicht die Epitaxie von Materialien mit Wurtzit-Struktur [5].

Das heteroepitaktische Wachstum von atomar glatten Schichten von AlN oder GaN mit hoher Kristallqualität auf Saphir erfordert eine Nukleations- und eine Pufferschicht [3]. Der Unterschied zwischen den Gitterkonstanten von GaN und Saphir beträgt ca. 16 % und zwischen AlN und Saphir ca. 13 % [73]. Daher ist es von Vorteil mit AlN-Wachstum auf Saphir zu beginnen. Außerdem ist die GaN/Saphir-Grenzfläche leitfähig, da Sauerstoffatome aus dem Saphir-Substrat in die wachsende Halbleiterschicht eingebaut werden können. In GaN stellt Sauerstoff einen flachen Donator dar, der bei Raumtemperatur ionisiert ist [74]. Im Gegensatz dazu ist Sauerstoff in AlN ein tiefer Donator, der bei Raumtemperatur nicht ionisiert wird und daher nicht zu einer

Leitfähigkeit führt [75]. Für Transistoranwendungen wird die Epitaxie auf Saphir im allgemeinen sowie in dieser Arbeit mit AlN begonnen, um den beschriebenen O-dotierten GaN-Kanal an der Grenzfläche zum Saphir-Substrat zu vermeiden.

Als Substrate dienen ausschließlich einseitig polierte 2-Zoll (0001)-Saphir-Wafer mit einem Offcut von $0,2^\circ\text{C}$ und einer Dicke von $430\ \mu\text{m}$. Für die Epitaxie von GaN-Puffern mit AlN-Zwischenschicht auf Saphir wird ein bereits etablierter Prozess zur Abscheidung eines GaN-Puffers [76] genutzt. Die Prozessparameter sind in Tab. 4.1 aufgeführt. Als Trägergas wird Wasserstoff verwendet. Nach der Beladung des Reaktors mit einem Saphir-Substrat wird die Prozesstemperatur auf 1250°C und der Druck auf 100 mbar eingestellt. Bei diesen Bedingungen wird der Saphir 10 Minuten lang in H_2 thermisch behandelt, um Verunreinigungen zu entfernen. Um Metall-polares Wachstum sicherzustellen, wird vor der AlN-Nukleation bei $T_{\text{OF}} = 760^\circ\text{C}$ und einem Druck von 50 mbar für etwa 10 Sekunden nur TMAI in den Reaktor zum Saphir-Substrat geleitet [77]. Anschließend werden bei allen Proben eine bei niederen Temperaturen (760°C)

	Zeit (min)	Druck (mbar)	T ($^\circ\text{C}$)	TMAI ($\mu\text{mol}/\text{min}$)	TMGa	V/III -	t nm
Desorption	10	100	1250	-	-	-	-
AlN-Nukleation	15	50	760	7	-	6394	20
HT-AlN	30	30	1250	35	-	384	270
GaN-Puffer	60	300	1060	-	66	1016	1800

Tab. 4.1.: MOVPE-Prozess von GaN-Puffern mit AlN-Zwischenschicht auf Saphir. Die wichtigsten Prozessparameter sind Zeit, Druck, Temperatur T , die Präkursor-Flüsse und das V/III-Verhältnis. Die Schichtdicken t der HT-AlN-schicht und die des GaN-Puffers werden aus der mittels *Laytec-insitu-Tool* ermittelten Wachstumsrate und der Wachstumszeit bestimmt. Die ersten drei Prozessschritte wurden für allen Proben dieser Arbeit durchgeführt. GaN-Puffer werden für die Untersuchung von p-GaN (Kap. 6) und AlGaIn-Gradientenstrukturen (Kap. 7) verwendet.

abgeschiedene 20 nm dicke AlN-Nukleationschicht und eine bei höheren Temperaturen (1250°C) abgeschiedene 270 nm dicken AlN-Pufferschicht eingesetzt. Einfachheitshalber werden diese Hoch- und Niedertemperatur-Schichten im Folgenden zusammenfassend auch als AlN-Puffer (300 nm) bezeichnet. Im Anschluss an die AlN-Schicht wird eine mehrere μm dicke GaN- oder AlGaIn-Pufferschicht abgeschieden. Pufferschichten werden verhältnismäßig dick ($1\text{-}4\ \mu\text{m}$) abgeschieden, um einen möglichst hohen Relaxationsgrad zu erreichen [78]. Der GaN-Puffer dient als Basis für die Untersuchung von p-GaN

(Kap. 6) und AlGaN-Gradientenstrukturen (Kap. 7). Auf dem AlGaN-Puffer (Kap. 8.1) werden p-GaN/GaN-Stapel für p-Kanal-MISHFET (Kap. 8) und AlGaN/GaN-Stapel für GaN-basierte Speicherzellen (Kap. 10) abgeschieden. Der vollständige Schichtaufbau der Epitaxie-Stapel ist in den jeweiligen Kapiteln beschrieben.

Die Differenz in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen den Nitriden ($3-4 \cdot 10^{-6}$ K für GaN und AlN) und Substraten wie z.B. Saphir ($\sim 8 \cdot 10^{-6}$ K) führt dazu, dass die abgeschiedene Nitrid-Struktur durch das deutlich dickere Substrat während der Abkühlung verspannt wird [32]. Die bei hohen Temperaturen auf Saphir abgeschiedenen Nitrid-Schichten sollten nach der Abkühlung unter biaxialer Druckverspannung stehen, da sie einen kleineren thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Saphir besitzen [79]. Dies wurde in [80] anhand der Krümmung des Wafers beobachtet, da sich auf Saphir abgeschiedene Nitrid-Schichten vom Saphir-Substrat wegbiegen.

4.3. Prozessierung von p-Kanal-(MIS)HFET und anderen Teststrukturen

In diesem Kapitel wird der Herstellungsprozess von p-Kanal-MISHFET vorgestellt. In diesem Prozess werden auch die verschiedenen Teststrukturen hergestellt, wie Flächendiode, TLM-Strukturen oder Hall-Kreuze (vgl. Kap. 5.2). Zunächst wird die Device-Struktur anhand einer mit einer p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostruktur diskutiert und anschließend werden die einzelnen Prozessschritte beschrieben. Die Device-Struktur des p-MISHFET ist in Abbildung 4.2 im schematischen Querschnitt dargestellt. Da die p-GaN-Kontaktschicht meist stark dotiert ist, mit

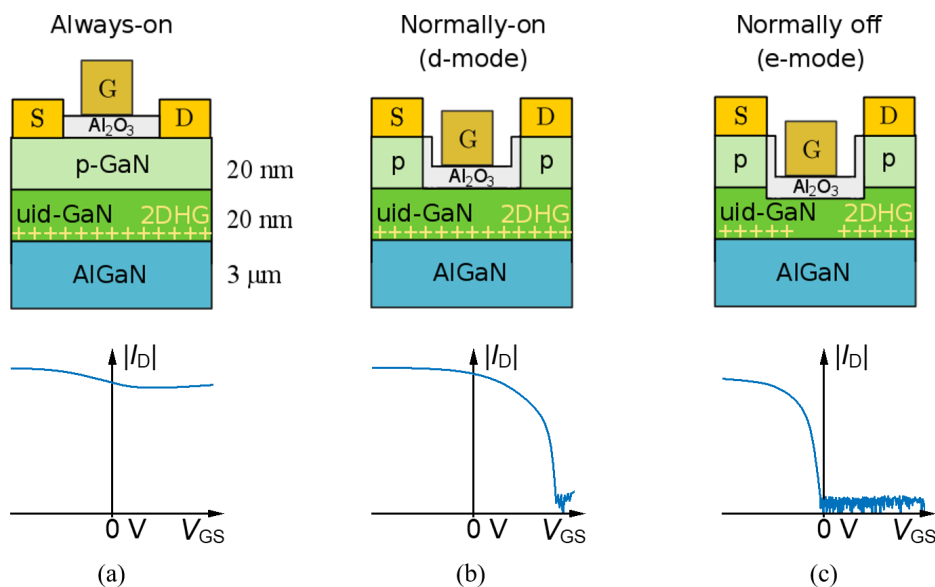


Abb. 4.2.: p-Kanal-MISHFET im Querschnitt und zugehörige Transferkennlinien auf Basis einer p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostruktur: (a) ohne Ätzung der p-GaN/uid-GaN-Schichten, (b) mit Ätzung der p-GaN-Schicht, (c) mit Ätzung der p-GaN-Schicht und partielle Ätzung der uid-GaN-Schicht. In (a) sind typische Dicken der epitaktischen Schichten angegeben.

$[Mg] \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [60], würde das direkte Aufbringen eines Gatemetalls auf dem p-GaN zu einem Transistor führen, bei dem es nicht möglich ist, den p-Kanal bzw. das p-GaN zu verarmen, was zu einem ständig eingeschaltetem Transistor führt (*Always-on*, s. Abb. 4.2 (a)) [21, 81]. Mittels Trockenätzen kann das p-GaN entfernt werden, sodass es möglich ist den p-Kanal durch Anlegen einer hinreichend hohen

positiven Gate-Spannung vollständig zu verarmen (d-mode, s. Abb. 4.2 (b)). Ist keine Gate-Spannung angelegt, befindet sich der d-mode p-MISHFET im An-Zustand (*normally-on*). Um einen e-mode p-MISHFET herzustellen, kann der p-Kanal weiter durch Trockenätzen verdünnt werden, das bedeutet die uid-GaN-Schicht wird teilweise geätzt, sodass der p-Kanal im Gate-Bereich durch das Gate-Metall im thermischen Gleichgewicht verarmt ist und der p-MISHFET bei $V_{GS} = 0$ V im Aus-Zustand ist (*normally-off*, s. Abb. 4.2 (c)) [21]. Infolge der Ätzung entstehen Defekte in der Nähe der geätzten Grenzfläche, die sich auf Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit des 2DHG negativ auswirken [82]. Da der Kanal mit etwa 20 nm vergleichsweise dünn ist, ist wahrscheinlich der gesamte Kanalbereich, von der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche bis zur uid-GaN/AlGaN-Grenzfläche, von einer Verschlechterung der Kristallqualität betroffen. Infolge ist die Ätzung mit einer Abnahme der Beweglichkeit der Ladungsträger und einer Minderung der Stromdichte des Transistors verbunden. Zusätzlich kann die geätzte (p-)GaN-Oberfläche dazu führen, dass eine erhöhte Anzahl an Zuständen (*traps*) an der Dielektrikum/(p-)GaN-Grenzfläche erzeugt wird. Die einzelnen Prozessschritte (1) – (6) ausgehend von einer mittels MOVPE abgeschiedenen GaN/AlGaN-Heterostruktur bis hin zum p-Kanal-MISHFET sind in Abbildung 4.3 dargestellt und werden im Folgenden nacheinander erläutert.

Aktivierung von p-GaN

Damit die beim Wachstum durch H passivierten Mg-Atome in p-GaN elektrisch aktiv sein können, müssen die H-Mg-Bindungen aufgebrochen werden (vgl. Kap. 6.1). Dazu wird nach der Epitaxie eine Wärmebehandlung in einer RTA-Anlage (engl. rapid thermal annealing) bei 700°C für 15 min in N_2 bei 800 hPa für alle Mg-dotierten Proben durchgeführt. Die Temperatur für die Aktivierung der Mg-Akzeptoren ist vergleichsweise niedrig und höchstwahrscheinlich nicht ideal in Bezug auf die Mg-Aktivierungseffizienz [83]. Sie wurde so niedrig gewählt, um die Mg-Diffusion aus der p-GaN-Schicht in die uid-GaN-Schicht zu minimieren [84]. Mg im GaN-Kanal vermindert die Beweglichkeit des 2DHG aufgrund von Streuung an ionisierten Störstellen.

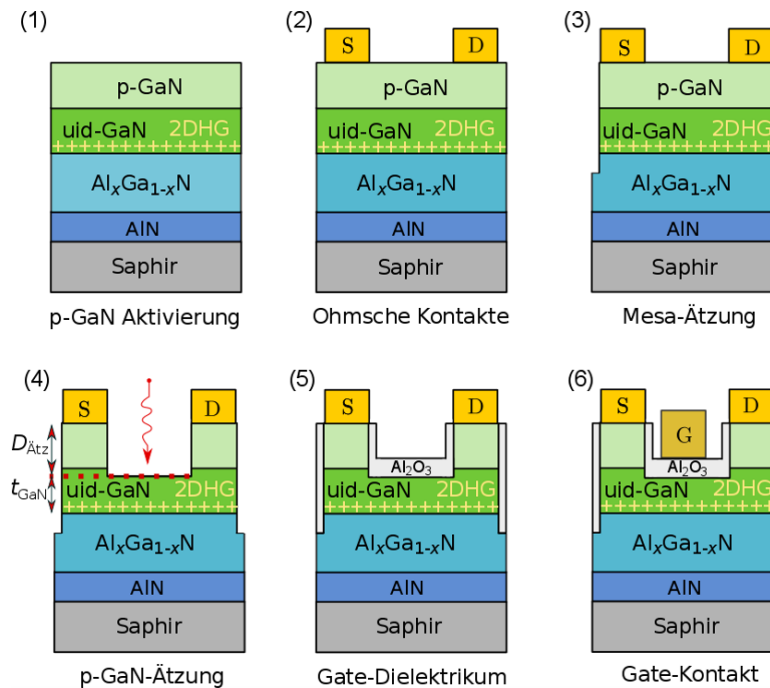


Abb. 4.3.: Prozessablauf für die Herstellung von p-Kanal-MISHFET. $D_{\text{Ätz}}$ bezeichnet die Ätztiefe der (p-)GaN Ätzung und t_{GaN} ist die resultierende Dicke der GaN-Schicht.

Herstellung von ohmschen Kontakten

Um einen ohmschen Kontakt zu p-GaN oder einem 2DHG zu erlangen, wird in der Literatur meist ein Metallstapel aus Nickel (Ni) und Gold (Au) genutzt [85, 86]. Das Ni wird zuerst auf p-GaN abgeschieden, dann folgt Au. Der abgeschiedene Ni/Au-Metallstapel stellt zunächst einen Schottky-Kontakt auf dem Halbleiter dar. Um ohmsches Verhalten zu erzielen, werden die Ni (20 nm)/Au (20 nm)-Stapel in einem Rohofen unter Raumluft bei 535 °C für 10 min thermisch behandelt [85, 86]. Die Ni/Au-Kontakte zeichnen sich durch einen geringen spezifischen Widerstand (ρ_C : $10^{-3} - 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$), gute Reproduzierbarkeit [85, 87–89] und Temperaturstabilität bis ca. 450 °C aus [90]. Für die Metallisierung wird ein Elektronenstrahlverdampfer (*e-beam*) mit der Bezeichnung *Classic 500* von der Firma Pfeiffer Vacuum verwendet. Dazu werden nach der Aktivierung des p-GaN die Bereiche, die für die ohmschen Kontakte vorgesehen sind, per Lithographie definiert (Maske im Anhang Abb. A.1).

Ätzung der Mesa

Nach ganzflächiger Epitaxie ist das p-GaN und/oder das 2DHG in der GaN/AlGaN-Struktur über den gesamten Wafer ausgebreitet. Um die Transistoren sowie andere Messstrukturen zu definieren und voneinander zu isolieren, wird das p-GaN und/oder GaN in den Zwischenräumen zwischen den Bauelementen entfernt, sodass dort kein 2DHG oder p-GaN und somit keine Leitfähigkeit vorhanden ist. Diese sogenannte MESA-Isolierung wird mithilfe von Lithographie unter Verwendung einer ICP-RIE-Anlage (*inductive coupled plasma reactive ion etching*) durchgeführt. Bei den Heterostrukturen wird beim Trockenätzprozess BCl_3 genutzt und eine Ätztiefe von etwa 100 nm gewählt (Abb. 4.3 (c)). Im Anschluss sind elektrische Charakterisierungen wie TLM oder Hall-Messungen möglich.

Ätzung von (p-)GaN

Im Gate-Bereich befindliches p-GaN verhindert bei p-Kanal (MIS)HFET e-mode Verhalten und mindert die Kontrolle über die Ladungsträgerdichte bzw. Stromdichte des Transistors [20, 81]. Daher erfordert die Herstellung von p-Kanal-(MIS)HFET in der Regel eine Ätzung, um das p-GaN zumindest im Gate-Bereich zu entfernen.

In dieser Arbeit wird das p-GaN mit einem ICP-RIE-Prozess in den Bereichen entfernt, welche nicht durch die ohmschen Ni/Au-Kontakte bedeckt sind. An den Probenserien wird zur Entfernung der p-GaN-Schicht (im Gate- und Access-Bereich) ein zyklischer O_2/BCl_3 Ätzprozess [91] durchgeführt. Dabei dienen die ohmschen Kontakte als Ätzmaske. Der zweistufige Ätzprozess wird je nach angestrebter Tiefe zyklisch wiederholt. Ein Zyklus besteht aus der Passivierung bzw. Oxidation der (p-)GaN-Schicht mit O_2 , gefolgt von der Entfernung des oxidierten Materials mittels BCl_3 . Somit kann ein wohldefinierter Abtrag gewährleistet werden. Die Ätzrate, gemessen mittels AFM, beträgt etwa 3,0–3,2 nm pro Zyklus.

Abscheidung von Al_2O_3 als Gate-Dielektrikum

Mittels Atomlagenabscheidung (ALD, *atomic layer deposition*) wird bei 300°C eine ca. 10 nm dicke Schicht Al_2O_3 ganzflächig abgeschieden. Das heißt auch die ohmschen Kontakte sind durch das Dielektrikum bedeckt und müssen zur Kontaktierung freigelegt werden. Mithilfe von Lithographie und einem BCl_3 -basierten ICP-Prozess wird das vorab

abgeschiedene Al_2O_3 auf den ohmschen Kontakten entfernt.

Gate Metallisierung

Die Prozessierung der GaN/AlGaN-Heterostrukturen zu p-Kanal-MISHFET schließt mit der Herstellung der Gates ab. Um die Gates zu definieren wird eine weitere Lithographie durchgeführt. Anschließend wird ein Mo/Au-Metallstapel (50 nm / 200 nm) per e-beam auf die Probe aufgedampft. Mo hat sich als geeignetes Gate-Metall für p-Kanal HFET erwiesen [21]. Es besitzt eine moderate Austrittsarbeit von etwa 4,6 eV [92] und ist wenig reaktiv [93]. Neben den eigentlichen Gates werden gleichzeitig Kontakt-Pads abgeschieden (s. Abb. 4.4 (a)). In Abb. 4.4 sind REM-Aufnahmen eines prozessierten p-Kanal-MISHFET abgebildet. In Abb. 4.4 (a) ist der gesamte p-Kanal-MISHFET

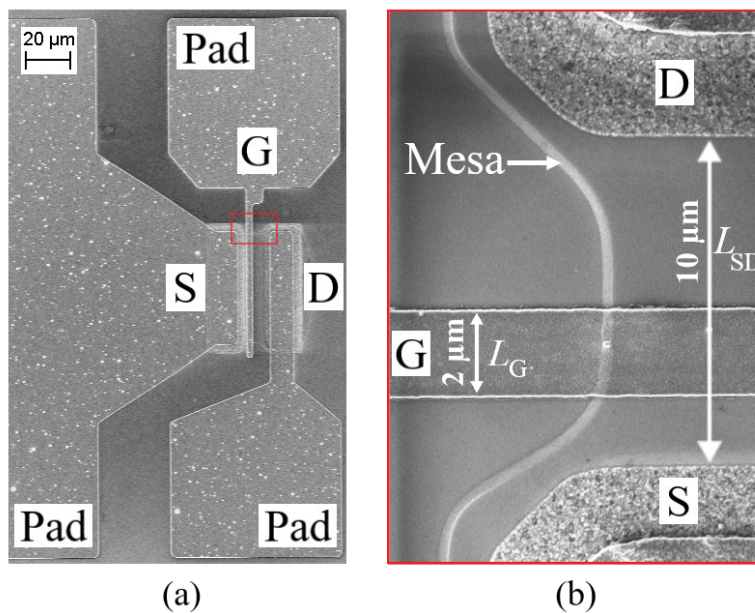


Abb. 4.4.: REM-Bilder in der Aufsicht von (a) dem gesamten p-Kanal-MISHFET inklusive Pads und (b) vergrößerter Ausschnitt des Transistors mit den Abmessungen: $L_{SD} = L_{SG} + L_G + L_{GD} = (2 + 2 + 6) \mu\text{m} = 10 \mu\text{m}$.

inklusive Pads zur einfacheren Kontaktierung und in (b) ist ein vergrößerter Ausschnitt des Transistors abgebildet. In der vergrößerten REM-Ansicht ist die Ätzkante der Mesa zu sehen und die geometrischen Abmessungen, die Gatelänge $L_G = 2 \mu\text{m}$ und der Drain-Source-Abstand $L_{SD} = 10 \mu\text{m}$ sind eingezeichnet. Alle im Rahmen dieser

schriftlichen Arbeit diskutierten Transistoren weisen diese geometrischen Abmessungen sowie eine Gateweite W_G von $50 \mu\text{m}$ auf (s. Abb. 4.4).

4.4. Prozessierung von n-Kanal-(MIS)HFET und anderen Teststrukturen

Die n-Kanal Proben in dieser Arbeit werden wie folgt zu HFET und MISHFET verarbeitet und in Kap. 7 und Kap. 10 analysiert. Simultan werden andere Teststrukturen für Hall-Messungen und großflächige (MIS)-Dioden für CV-Messungen hergestellt. Um ohmsche Kontakte zu erhalten, werden Ti/Al/Ni/Au-Metallstapel durch Elektronenstrahlverdampfung abgeschieden und 30 s lang bei 825°C in N_2 thermisch behandelt. Die Strukturen werden mittels eines Mesa-Ätzverfahrens mit einer ICP-RIE-Anlage (Cl_2 und BCl_3) isoliert. Zur Herstellung von MISHFET wird vor der Gate-Metallisierung als Gate-Dielektrikum eine 10 nm dicke Al_2O_3 -Schicht per ALD bei 300°C abgeschieden. Abschließend wird durch Elektronenstrahlverdampfung ein Ni/Au-Metallstapel für die Gate-Kontakte aufgebracht.

5. Charakterisierungsmethoden

In Kapitel 5.1 wird die strukturelle Charakterisierung der Epitaxie-Stapel mittels Röntgenbeugung (XRD) vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 5.2 die Messmethoden zur elektrischen Charakterisierung erörtert.

5.1. Strukturelle Charakterisierung mittels Röntgenbeugung (XRD)

XRD dient dazu, strukturelle Informationen von kristallinen Schichten wie z.B. Gitterparameter, Verspannungen, Defektdichten oder die Zusammensetzung zu erhalten [94]. In den folgenden Unterkapiteln werden die Messmethoden vorgestellt, die genutzt werden, um den Al-Gehalt von AlGa_N und die Relaxation einer Schicht (Kap. 5.1.1) sowie Schichtdicken (Kap. 5.1.2) zu bestimmen. Umfassendere Informationen bzgl. XRD an Gruppe-III Nitriden sind zum Beispiel in [73] oder [94] zu finden.

Die XRD-Messungen in dieser Arbeit werden mit einem *Panalytical X'Pert Material Research Diffractometer* durchgeführt. Der einfallende Strahl wird dabei durch einen Hybrid-Monochromator bestehend aus einem parabolischen Röntgenspiegel und einem Ge(220)-Monochromator gefiltert. Die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung $\lambda = 0,15405974$ nm entspricht der K_{α} -Linie von Kupfer. Der an der Probe gebeugte Strahl kann entweder mit einem offenen Detektor direkt oder nach Durchlaufen eines zusätzlichen Ge(220)-Analysatorkristalls mit dem Detektor aufgenommen werden. Die zweite Variante führt durch den zusätzlichen Filter dazu, dass die Auflösung im Vergleich zum offenen Detektor erhöht ist und wird daher auch als hochauflösende Röntgenbeugung (HRXRD, *High-resolution X-ray diffraction*) bezeichnet. Für die beiden folgenden Messmethoden wird HRXRD genutzt.

5.1.1. Reziproke Raumkarten – Verspannung und Zusammensetzung

Sowohl die Zusammensetzung als auch die Verspannung einer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Schicht können anhand der hexagonalen Gitterparameter a und c berechnet werden [73]. Die Gitterparameter a und c werden mithilfe von reziproken Raumkarten (RSM, reciprocal space maps) bestimmt und sind wie folgt mit den reziproken Gittereinheiten Q_x und Q_z eines Reflexes $hkil$ (mit $i = -(h + k)$) verknüpft [73]:

$$a = \frac{\lambda}{Q_x} \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot (h^2 + hk + k^2)}{3}}. \quad (5.29)$$

$$c = \frac{\lambda \cdot l}{Q_z}. \quad (5.30)$$

Für die Berechnung der Zusammensetzung und der Verspannung werden die spannungsfreien/relaxierten Gitterparameter benötigt. Die relaxierten Gitterparameter $a_0(x_{\text{Al}})$ und $c_0(x_{\text{Al}})$ von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ werden mit Gl. 2.2 und Gl. 2.3 anhand des Al-Gehaltes x_{Al} berechnet. Für die Bestimmung der Zusammensetzung von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ wird ausgenutzt, dass die Verspannung in der c -Ebene und die Verspannung senkrecht zu der c -Ebene voneinander abhängig sind (s. Gl. 2.5). Somit kann unter Verwendung der gemessenen Gitterparameter a und c der Al-Gehalt x_{Al} berechnet werden, indem das Gleichungssystem 2.2, 2.3 und Gl. 2.5 gelöst wird. Die resultierende Gleichung zur Berechnung des Al-Gehaltes x_{Al} kann vereinfacht werden zu [10, 38, 95]:

$$x_{\text{Al}} = \frac{ac(1 + \gamma) - ac_0^{\text{GaN}} - a_0^{\text{GaN}}c\gamma}{a(c_0^{\text{GaN}} - c_0^{\text{AlN}}) - c\gamma(a_0^{\text{AlN}} + a_0^{\text{GaN}})}. \quad (5.31)$$

Für alle x_{Al} beträgt der Faktor $\gamma = 2C_{13}(x_{\text{al}})/C_{33}(x_{\text{al}}) \approx 0,5$ (vgl. Tab. 2.2). Mithilfe des ermittelten Al-Gehaltes x_{Al} können schließlich anhand von Gl. 2.2 und 2.3 die relaxierten Gitterparameter a_0 und c_0 sowie die Verspannung bzw. Relaxation (Gl. 2.8) berechnet werden.

5.1.2. 2θ - ω -scan – Schichtdicke

Bei einem 2θ - ω -scan wird der Einfallswinkel ω verändert, während gleichzeitig der Detektor relativ zur Probe um den doppelten Drehwinkel θ variiert wird. Bei Metall-

und N-polarem Wachstum (vgl. Kap. 2.1) sind die Probenoberfläche sowie die einzelnen Grenzflächen zwischen zwei benachbarten Schichten parallel zu den symmetrischen Kristallebenen (000 l). Durch Überlagerung der Reflexionen an Ober- und Unterseite einer Schicht entstehen Oszillationen in der Intensität rund um ein Intensitätsmaximum. Diese Pendellösungen besitzen einen Abstand, der in direktem Zusammenhang mit der Dicke d der untersuchten Schicht steht [73]. So kann aus dem Abstand benachbarter Maxima ($\sin\theta_i - \sin\theta_{i+1}$) die Schichtdicke d gemäß Gl. 5.32 berechnet werden [73, 94].

$$d = \frac{\lambda}{2(\sin\theta_i - \sin\theta_{i+1})} \quad (5.32)$$

Meist, so wie auch in dieser Arbeit, werden Simulationen an die Pendellösungen in einem (0002) 2θ - ω -scan angepasst, um Schichtdicken zu bestimmen.

5.2. Elektrische Charakterisierung

Die elektrische Charakterisierung beinhaltet die Ermittlung des Kontaktwiderstandes mittels TLM (Kap. 5.2.1), die Bestimmung von Löcherdichte und Beweglichkeit mithilfe von Hall-Messungen (Kap. 5.2.2) und die Charakterisierung von p-kanal Transistoren anhand von IV-Messungen (Kap. 5.2.3). CV-Messungen werden durchgeführt, um Ladungsträgerprofile und Zustandsdichten (*Traps*) zu ermitteln (Kap. 5.2.4).

5.2.1. Transferlängen-Messung (TLM)

Die Transferlängen-Messung (TLM) dient dazu, die Qualität der ohmschen Kontakte und der Schicht zu analysieren. Anhand von IV-Kennlinien, die jeweils an zwei Kontakten mit unterschiedlichem Abstand aufgenommen werden, werden der Kontaktwiderstand R_C , der spezifische Kontaktwiderstand ρ_C und die Transferlänge L_T der ohmschen Kontakte bestimmt. Darüber hinaus wird der Schichtwiderstand R_{sh} des Materials zwischen den Kontakten z.B. p-GaN oder im Falle einer GaN/AlGaN-Heterostruktur der Schichtwiderstand des 2DHG ermittelt. Verschiedene Strukturen können für die TLM genutzt werden. Im Folgenden werden die klassische TLM-Struktur und die CTLM-Struktur (engl. circular TLM) vorgestellt (s. Abb. 5.1).

Die Messstruktur der klassischen TLM-Struktur ist in Abbildung 5.1 (a) dargestellt und besteht im Wesentlichen aus mehreren Kontaktpads, die in unterschiedlichen

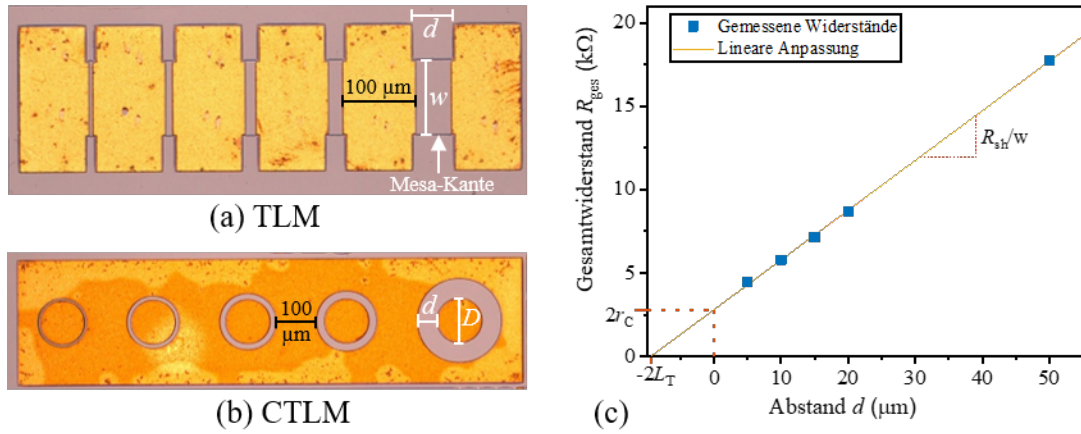


Abb. 5.1.: (a) Lichtmikroskopaufnahme einer TLM-Struktur auf der Probenoberfläche. Der Abstand d zwischen den Pads nimmt von links nach rechts zu (5, 10, 15, 20, 50 μm). Die leitenden Pfade zwischen den Pads sind durch die Mesa (Kap. 4.3) definiert und haben die Weite $w = 100 \mu\text{m}$. (b) Lichtmikroskopaufnahme einer CTLM-Struktur. Auch hier ist d der Abstand zwischen zwei Kontakten. D ist der Durchmesser der inneren Kontakte. (c) Auftragung des an der TLM-Struktur gemessenen Gesamtwiderstandes gegen d , um Kenngrößen wie den Kontaktwiderstand zu ermitteln.

Abständen d von 5, 10, 15, 20 und 50 μm angeordnet sind. Die Kontaktpads sind über einen Kanal definierter Weite $w = 100 \mu\text{m}$ (s. Abb. 5.1 (a)) miteinander verbunden. Der Gesamtwiderstand R_{ges} zwischen zwei Kontakten beträgt:

$$R_{\text{ges}} = 2r_C + R_{\text{sh}} \frac{d}{w}, \quad (5.33)$$

wobei r_C der nicht normierte Kontaktwiderstand zwischen Metall und Halbleiter ist. Bei einer linearen Anpassung an die gemessenen Widerstände R_{ges} in Abhängigkeit des Abstandes d (s. Abb. 5.1 (c)) entspricht die Steigung R_{sh}/w . Des Weiteren liegt der Schnittpunkt mit der R -Achse bei $2r_C$ und der Schnittpunkt mit der d -Achse bei $-2L_T$. In der Regel wird der Kontaktwiderstand auf die Breite des Kanals normiert: $R_C = r_C \cdot w$. Der spezifische Kontaktwiderstand ρ_C ergibt sich aus der Transferlänge L_T und R_{sh} :

$$\rho_C = L_T^2 \cdot R_{\text{sh}}. \quad (5.34)$$

Für die CTLM werden kreisförmige Messstrukturen verwendet (s. Abb. 5.1 (b)). Ein Vorteil der CTLM ist, dass ein Ätzschritt, um die Messstruktur zu definieren, nicht nötig ist. Für den gemessenen Gesamtwiderstand gilt folgender linearer Zusammenhang [96]:

$$R_{\text{ges}} = \frac{R_{\text{sh}}}{\pi \cdot D} (d + 2L_T) \cdot C, \quad (5.35)$$

wobei D der Durchmesser der inneren kreisförmigen Kontakte ist. Durch Berücksichtigung des Korrekturfaktors:

$$C = \frac{D}{2d} \cdot \ln\left(\frac{2d}{D}\right), \quad (5.36)$$

kann die Auswertung der CTLM analog zur TLM über eine lineare Regression erfolgen [96].

5.2.2. Hall-Messungen

Zur Bestimmung des Schichtwiderstandes R_{Sh} , der Löcherdichte p_s und der Beweglichkeit μ_p der Löcher werden Hall-Messungen in Kombination mit der Van der Pauw-Methode durchgeführt. Als Messstruktur wird eine symmetrische Greek-Cross-Struktur genutzt, bei der vier Kontakte über Leiterbahnen, die ein Kreuz bilden, verbunden sind (s. Abb. 5.2). Zuerst wird R_{Sh} mittels Van der Pauw-Methode ermittelt. Dazu wird ein Strom in zwei benachbarte Kontakte (bspw. N und M in Abb. 5.2) eingepreßt und an den anderen beiden (O und P) wird die abfallende Spannung gemessen. Für den Widerstand ergibt sich :

$$R_{\text{MN,OP}} = \frac{V_{\text{OP}}}{I_{\text{MN}}}. \quad (5.37)$$

Nach Van der Pauw [97] ergibt sich der Schichtwiderstand R_{Sh} für symmetrische Teststrukturen direkt aus dem gemessenen Widerstand:

$$R_{\text{Sh}} = \frac{\pi}{\ln(2)} \cdot R_{\text{MN,OP}}. \quad (5.38)$$

Mittels Hall-Messung ist es möglich, Beweglichkeit μ_p und Löcherdichte p getrennt voneinander zu ermitteln. Dazu wird ein Strom in zwei diagonal gegenüberliegende Kontakte eingepreßt (z.B. I_{MO}) und die abfallende Spannung zwischen den anderen

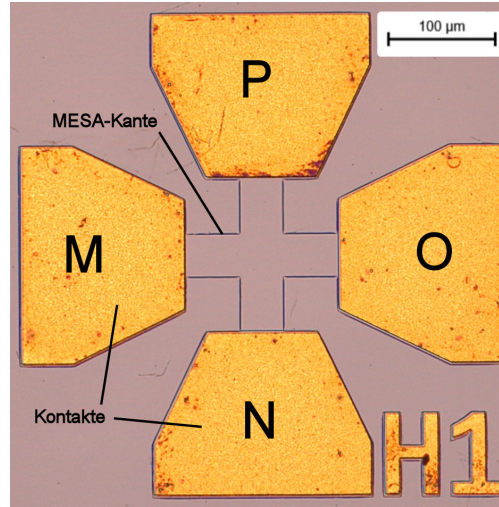


Abb. 5.2.: Lichtmikroskopieaufnahme einer Greek-Cross-Struktur für van der Pauw und Hallmessungen. Die goldenen trapezförmigen Strukturen sind die ohmschen Kontakte. Das Kreuz in der Mitte ist die Mesa mit dem leitfähigen Pfad aus p-GaN und/oder 2DHG. Um die Messstruktur herum wurde je nach Probenaufbau das p-GaN und GaN mithilfe einer Ätzung entfernt, sodass außerhalb der Messstruktur keine leitfähigen Pfade bestehen.

beiden Kontakten (V_{NP}) gemessen. Wird der Halbleiter von einem Magnetfeld B senkrecht zur Richtung des Stromflusses durchsetzt, so werden die Ladungsträger aufgrund der Lorentzkraft abgelenkt und eine Änderung der Spannung V_{NP} tritt auf. Die Spannungsänderung ΔV_{NP} führt zu einer Widerstandsänderung $\Delta R_{MO, NP}$. Für die Löcherdichte p_s gilt:

$$p_s = \frac{B}{q \cdot \Delta R_{MO, NP}}. \quad (5.39)$$

Unter Verwendung von R_{Sh} und p_s wird schließlich die Beweglichkeit der Löcher μ_p berechnet:

$$\mu_p = \frac{1}{q \cdot p_s \cdot R_{Sh}}. \quad (5.40)$$

Für die Hall-Messungen bei Raumtemperatur wurde ein *Bio-Rad HL5500* Hall-Effekt-Messsystem genutzt. Temperaturabhängige Messungen wurden im Bereich von 80 – 350 K mithilfe von flüssigem Stickstoff und einem *Ecopia HMS-5000* Hall-Effekt-Messsystem durchgeführt.

5.2.3. DC-Charakterisierung von Transistoren

Um p-Kanal-MISHFET zu charakterisieren, werden im Wesentlichen zwei verschiedene IV-Messungen unter Anlegung einer Gleichspannung (DC, *direct current*) genutzt. Diese beiden Messungen, Übertragungskennlinie und Ausgangskennlinienfeld werden mit einem *HP 4155A Semiconductor Parameter Analyzer* durchgeführt. Im Folgenden werden die Grundlagen der beiden Messmethoden erläutert. Für detaillierte Informationen zu den Messmethoden wird auf [98] verwiesen.

Ausgangskennlinienfeld

Durch Messung des Drain-Stroms I_D in Abhängigkeit von der Drain-Source-Spannung V_{DS} bei fester Gate-Source-Spannung V_{GS} ergibt sich eine Ausgangskennlinie. Das Ausgangskennlinienfeld ergibt sich durch die Aufnahme von Ausgangskennlinien bei unterschiedlichen V_{GS} (s. Abb. 5.3). Bei niedriger V_{DS} steigt

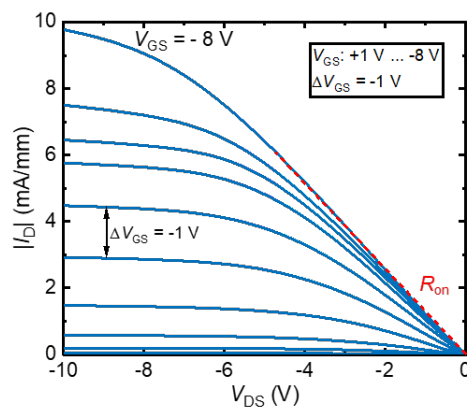


Abb. 5.3.: Beispielhaftes Ausgangskennlinienfeld eines p-Kanal-MISHFET mit V_{GS} zwischen +1 V und -8 V. Im linearen Regime wird der Widerstand im eingeschalteten Zustand R_{on} bestimmt.

der Strom linear (Ohmscher Bereich) und bei höheren Werten erreicht I_D die Sättigung (Abschnürbereich). Ausgehend von dem Ausgangskennlinienfeld wird der Widerstand im eingeschalteten Zustand R_{on} mittels

$$R_{on} = \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right)^{-1} \quad (5.41)$$

bei niedriger V_{DS} , in dieser Arbeit zwischen 0 V und $-0,5$ V, berechnet. Der An-Widerstand R_{on} ist ein wichtiger Parameter für die Leistungselektronik.

Übertragungskennlinie

Bei der Übertragungskennlinie wird I_D in Abhängigkeit von V_{GS} bei konstanter V_{DS} gemessen. Da I_D für p-Kanal Transistoren negativ ist, werden in dieser Arbeit alle Ströme als Absolutwert dargestellt, um einen einfacheren visuellen Vergleich zu ermöglichen. In Abbildung 5.4 ist beispielhaft für einen p-Kanal-MISHFET der Verlauf von $|I_D|$ in Abhängigkeit von V_{GS} bei fester V_{DS} (a) halblogarithmisch und (b) linear dargestellt (blaue Kurven). Zusätzlich ist in Abbildung 5.4 (a) der Gate-Strom I_G aufgezeichnet, um das Leckstromverhalten zu beurteilen (rote gestrichelte Linie). Die Ströme I_D und

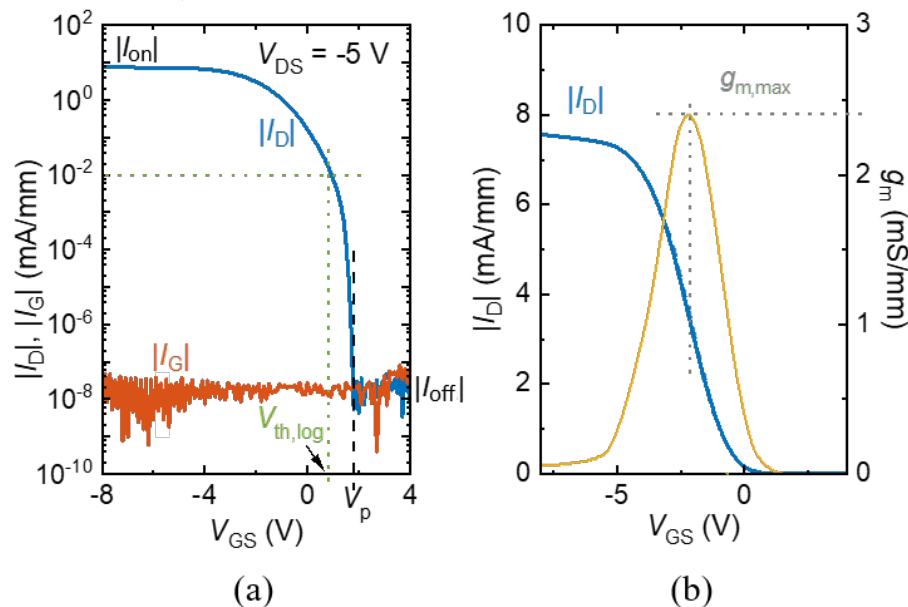


Abb. 5.4.: Beispielhafte Übertragungskennlinie eines p-Kanal-MISHFET. I_D und I_G gegen V_{GS} in (a) halblogarithmischer Auftragung und in (b) linearer Auftragung zusammen mit der Steilheit g_m .

I_G werden im Allgemeinen auf die Kanalweite W_g normiert (Einheiten von mA/mm). Durch Anlegen einer positiven Gate-Source-Spannung kann das 2DHG verarmt werden, sodass der Transistor in den Aus-Zustand (*off-state*) versetzt werden kann. Ab der Abschnürspannung V_p (*pinch-off-voltage*) ist das 2DHG komplett verarmt, sodass der Stromfluss vernachlässigbar gering ist $I_D = I_{off}$ (s. Abb.5.4 (a)). Durch eine negative

Gate-Source-Spannung wird das 2DHG im p-Kanal-Transistor angereichert, sodass die Leitfähigkeit des Kanals zunimmt und der Transistor sich im Ein-Zustand (*on-state*) befindet.

Durch eine logarithmische Auftragung wird besonderes Augenmerk auf den *off-state* gelegt. Der Gate-Leckstrom I_G stellt einen Stromfluss zwischen Gate und Kanal dar und kann durch ein Dielektrikum zwischen Gatemetall und Halbleiter minimiert werden. Ebenso sollte der Strom im *off-state* I_{off} so niedrig wie möglich sein. Bei einer linearen Auftragung hingegen wird das Verhalten von I_D im *on-state* bei $V_{\text{GS}} > V_{\text{th}}$ hervorgehoben. Der Ein-Strom I_{on} in einem p-Kanal (MIS)HFET hängt hauptsächlich von der Löcherdichte und Beweglichkeit des 2DHG im Kanal ab. Das Verhältnis der Ströme im Ein- und Aus-Zustand, das Ein/Aus-Verhältnis (*on/off-ratio*), ist eine Gütezahl (*figure of merit*) zur Bewertung eines Transistors und hängt von mehreren Faktoren ab. Erstens wird $|I_{\text{on}}|/|I_{\text{off}}|$ durch Materialeigenschaften wie Kristallqualität, Bandlücken und Dotierstoffe beeinflusst, da sich diese Faktoren auf die Eigenschaften des 2DHG sowie Leckstrompfade auswirken. Zweitens wirkt sich die spezifische Gerätegeometrie auf die erreichbaren *on/off-ratio* aus [99]. Drittens kann es bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen zu abweichenden $|I_{\text{on}}|/|I_{\text{off}}|$ -Werten kommen. Zum Vergleich von Transistoren sollten daher neben den verwendeten Materialien die Geometrie des Transistors angegeben werden sowie die zur Bestimmung von $|I_{\text{on}}|$ und I_{off} genutzten V_{DS} - und V_{GS} -Werte.

Anhand von Übertragungskennlinien kann die Schwellenspannung V_{th} (*threshold voltage*) bestimmt werden. V_{th} ist die Gate-Source-Spannung, ab der ein signifikanter Drain-Strom fließt. Es gibt verschiedene Definitionen der Schwellenspannung V_{th} und mehrere Methoden, sie anhand einer Übertragungskennlinie zu bestimmen. In [100] werden mehr als zehn verschiedene Methoden diskutiert. Eine Möglichkeit ist V_{th} als die Gate-Source-Spannung zu definieren, bei der der Drainstrom einem bestimmten vordefinierten Wert entspricht (Abb. 5.4 (a)) [100]. In dieser Arbeit wird V_{th} definiert als V_{GS} , bei der gilt $|I_D| = 0.01 \text{ mA/mm}$ ($V_{\text{DS}} = -5 \text{ V}$). Diese Werte werden auch in [24] genutzt um V_{th} von p-Kanal-(MIS)HFET unterschiedlicher Publikationen zu vergleichen. Bei MISHFET kommt es aufgrund von Zuständen an der Isolator/Halbleiter-Grenzfläche (*Traps*) zu Verschiebungen von V_{th} . Bei einer Messung können die Grenzflächenzustände geladen oder entladen werden und die Ladungsträgerdichte im Kanal des MISHFET beeinflussen. Daher sollten die Übertragungseigenschaften mit Vorwärts- und Rückwärts-Sweeps erfasst werden, um

eine Hysterese bzw. die Instabilität der Schwellenspannung aufzuzeichnen.

Eine weitere wichtige Kenngröße ist die Steilheit g_m . Sie ergibt sich aus der Ableitung von I_D nach V_{GS} :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=\text{const.}}. \quad (5.42)$$

Bei hoher Steilheit g_m führt eine kleine Änderung der Eingangsspannung V_{GS} zu einer großen Änderung des Ausgangstroms I_D . Daher ist g_m ein wichtiges Maß für die Signalverstärkung.

Im Bereich unterhalb von V_{th} stellt sich die exponentielle Abhängigkeit von I_D von V_{GS} im halblogarithmischer Auftragung als Gerade dar. Anhand der reziproken Steigung dieser Geraden wird eine weitere Kenngröße von Transistoren, der *Subthreshold Swing* SS definiert. Der SS entspricht der Änderung der Gate-Spannung, die eine Änderung des Drainstroms um eine Dekade bewirkt:

$$SS = \frac{\partial V_{GS}}{\partial(\log_{10} I_D)}. \quad (5.43)$$

Ein niedrigerer SS -Wert entspricht einer besseren Steuerbarkeit des Stroms und ist physikalisch auf ein Minimum von etwa 60 mV/dec bei Raumtemperatur begrenzt [101].

5.2.4. Kapazitäts-Spannungsmessungen an Dioden

Mit Kapazitäts-Spannungsmessungen (CV-Messungen) kann die Verarmung und Anreicherung von Ladungsträgern untersucht werden und ein Tiefenprofil der Ladungsträgerdichte erstellt werden [9, 98]. Das zugrunde liegende Prinzip der CV-Messung ist eine Kleinsignal-Wechselstromanregung von Ladungsträgern und die Messung der transportierten Ladung [98]. Aus diesen beiden Parametern wird eine entsprechende Kapazität berechnet. Die Messungen werden mit einem *HP 4194A Impedance/Gain Phase Analyzer* durchgeführt. Die Diodenstruktur besteht aus einem kreisrunden (Durchmesser 100 μm) MIS- oder Schottky-Kontakt, der von einem rechteckigen ohmschen Kontakt umgeben ist (*large-area diode*, s. Abb. 5.5 (a)). Ein schematischer Querschnitt einer MIS-Diode auf Basis einer GaN/AlGaN-Heterostruktur ist in Abbildung 5.5 (b) mit einem Ersatzschaltbild abgebildet. Die gemessene Kapazität zwischen dem MIS-Kontakt und dem 2DHG ergibt sich bei angereichertem 2DHG aus

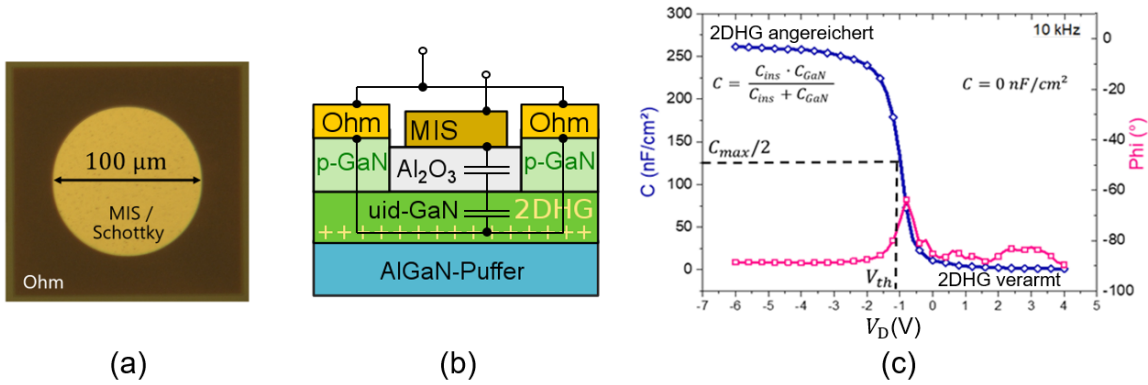


Abb. 5.5.: (a) Lichtmikroskop Aufnahme einer *large-area diode*. (b) Schematische Darstellung einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}/\text{AlGaN}$ -Struktur als MIS-Diode mit einem Ersatzschaltbild. (c) Exemplarische CV-Kennlinie und Phase gemessen an einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}/\text{AlGaN}$ -Struktur.

den Kapazitäten von Dielektrikum und GaN in Serie (s. Abb. 5.5 (b)).

$$C_{\max} = \frac{C_{\text{ins}} \cdot C_{\text{GaN}}}{C_{\text{ins}} + C_{\text{GaN}}} \quad (5.44)$$

Nach dem Modell des Plattenkondensators ergibt sich die Kapazität C_{GaN} der GaN-Schicht zu:

$$C_{\text{GaN}} = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{t_{\text{GaN}}}. \quad (5.45)$$

Hierbei ist A die Fläche des MIS-Kontaktes und t_{GaN} ist die Dicke der GaN-Schicht. Analog ergibt sich die Kapazität der dielektrischen Schicht C_{ins} anhand der Dicke t_{ins} .

In Abbildung 5.5 (c) ist eine exemplarische CV-Kennlinie, gemessen an einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}/\text{AlGaN}$ -Struktur, abgebildet. Bei hohen positiven V_{D} ist das 2DHG verarmt und daher $C = 0 \text{ nF/cm}^2$. In Richtung negativer V_{D} steigt die Kapazität an bis das 2DHG vollständig angereichert ist und die Kapazität einen Maximalwert erreicht (s. Abb. 5.5 (c)). Die Schwellenspannung V_{th} wird für die CV-Messungen definiert, als die Diodenspannung V_{D} , an der die gemessene Kapazität der Hälfte der maximalen Kapazität entspricht (s. Abb. 5.5 (c)). Anhand der Änderung der Kapazität in Abhängigkeit der Spannung kann ein Profil der Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit der Tiefe z erstellt werden [9].

$$N_{\text{CV}}(z) = \frac{C^2}{q \cdot z} \frac{dV_{\text{D}}}{dC} \quad (5.46)$$

6. Epitaxie und Charakterisierung von p-GaN auf GaN-Puffern

Um einen GaN-basierten p-Kanal-Transistor herzustellen, sind Metall/Halbleiter-Kontakte mit ohmschen Verhalten erforderlich. Der Kontaktwiderstand hat Anteil am gesamten Widerstand des Transistors und sollte daher so gering wie möglich sein.

In diesem Kapitel wird der Einfluss von Mg-Dotierung auf die Oberflächenmorphologie und die elektrischen Eigenschaften von p-GaN und das elektrische Verhalten von Ni/Au-Kontakten auf diesem p-GaN präsentiert und diskutiert. Ziel ist einen möglichst niedrigen Kontaktwiderstand zu erhalten. Zusätzlich werden die Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstands und des Kontaktwiderstands in einem Bereich von Raumtemperatur bis 250 °C charakterisiert.

Die absolute Mg-Konzentration und das Konzentrationsprofil sind im Rahmen dieser Arbeit unbekannt. Das bedeutet es wird nur indirekt, durch Vergleich der Oberflächenmorphologie und elektrischer Kennwerte mit der Literatur, auf die Mg-Konzentration geschlossen. Im Vergleich zu Versuchsreihen mit ähnlichen Wachstumsbedingungen für p-GaN wird in der folgenden Analyse davon ausgegangen, dass ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen C_{p_2Mg} -Fluss und Mg-Konzentration besteht [102]. Eine Möglichkeit die Mg-Konzentration zu messen ist SIMS. Diese Messmethode stand im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

6.1. Grundlagen der p-Dotierung von GaN mit Mg

Das Prinzip der Dotierung von Halbleitern basiert darauf, dass ein Fremdatom ein Atom im Halbleiterkristall ersetzt. Im Vergleich zur n-Dotierung von GaN mittels Si oder Germanium (Ge) stellt die p-Dotierung von GaN verschiedene Herausforderungen, die

im Folgenden diskutiert werden. Als Dotierstoff für p-Leitfähigkeit in GaN und AlGaN hat sich ausschließlich Magnesium (Mg) etabliert [103]. Dabei wird die p-Dotierung durch Substitution eines Atoms der dritten Hauptgruppe des Periodensystems (Ga oder Al) des Kristallgitters durch das Mg-Atom, welches der zweiten Hauptgruppe II angehört, erreicht.

Ionisierungsenergie

Die Ionisierungsenergie E_A eines Akzeptors bezeichnet die Energie, die nötig ist, um ein Loch vom Akzeptoratom in das Valenzband anzuregen. Ist die Ionisierungsenergie eines Dotierstoffs kleiner als die von der Raumtemperatur bereitgestellte thermische Energie ($E_A < kT \approx 26$ meV bei 25°C), ist er vollständig ionisiert. Ist dies nicht der Fall ($E_A > kT$), sind die Dotierstoffe größtenteils elektrisch inaktiv, auch wenn sie am vorgesehenen Gitterplatz eingebaut sind.

Die Ionisierungsenergie E_A von Mg als Akzeptor in GaN beträgt je nach Mg-Konzentration zwischen 120 und 200 meV, wobei E_A tendenziell mit zunehmender Akzeptorkonzentration sinkt [104]. Es gibt jedoch keinen Akzeptor für GaN mit einer niedrigeren Ionisierungsenergie. Infolge der großen Ionisierungsenergie ist nur ein geringer Anteil des eingebauten Mg, ca. 1 – 2 %, bei Raumtemperatur ionisiert [103, 105, 106]. Für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ steigt die Ionisierungsenergie des eingebauten Mg mit dem Al-Gehalt und beträgt für AlN etwa 500 meV [107, 108].

Passivierung durch Wasserstoff

Beim Wachstum von GaN sowie p-GaN mittels MOVPE ist Wasserstoff (H), der als Trägergas in Form von H_2 genutzt wird oder beim Aufspalten der gebräuchlichen Präkursoren wie z.B. Ammoniak (NH_3) auftritt, omnipräsent. H wirkt als einfacher Donator und passiviert zunächst den Mg-Akzeptor auf einem Ga-Platz durch Bildung eines elektrisch neutralen Mg-H-Komplexes [3, 109, 110]. Um die Ionisierung des eingebauten Mg zu ermöglichen ist eine Temperaturbehandlung nach der Epitaxie von p-GaN nötig, damit H abgespalten wird und ausdiffundieren kann. Allgemein wird diese thermische Behandlung bei Temperaturen zwischen 600 und 900°C unter N_2 -Atmosphäre durchgeführt [111]. Da Mg erst durch die Temperaturbehandlung elektrisch aktiv werden kann, wird diese thermische Behandlung von p-GaN auch als Aktivierung bezeichnet.

Selbstkompensation

Experimentell beobachtet wird, dass ab einer kritischen Mg-Konzentration von ungefähr $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ der Einbau von H mit zunehmender Mg-Konzentration abnimmt [103, 110]. Die Mg-Akzeptoren werden nicht mehr durch H kompensiert, es wird kein Mg-H-Komplex mehr gebildet. Stattdessen werden andere teils mehrwertige Donatoren gebildet, welche die Mg-Akzeptoren kompensieren. Zum Beispiel wirkt Mg, das sich auf Zwischengitterplätzen ansiedelt, ähnlich wie eine Stickstoffleerstelle im Verbund mit einem Mg_{Ga} -Akzeptor, als zweifacher Donator in GaN:Mg [112]. Aus theoretischen Berechnungen folgt, dass mit zunehmender Mg-Konzentration in p-GaN die Bildungsenergie für den Mg_{Ga} -Akzeptor steigt, während die Bildungsenergie für die kompensierenden Defekte verringert wird [112]. Die Erhöhung der Mg-Konzentration führt daher ab einer kritischen Konzentration infolge der Bildung von kompensierenden Defekten zu einer Reduzierung der freien Löcherdichte [102, 112]. Diese Grenze, ab der die Selbstkompensation auftritt, wird in der Literatur im Bereich von $3 - 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angegeben [103, 112]. Neben dem Einbau von Mg auf N-Gitterplätzen oder Zwischengitterplätzen kommt es zur Bildung anderer Phasen wie z.B. Magnesiumnitrid Mg_3N_2 [102, 110]. Morphologisch äußert sich das Überschreiten der besagten Grenze der Selbstkompensation durch sechseckige Pyramiden (*pyramidal inversion domains*) [102, 110, 113, 114]. Folglich stellt die Selbstkompensation nicht nur eine Grenze dafür da, dass keine höhere Löcherdichte mit mehr Mg erreicht werden kann, sondern auch dafür, dass die Kristallqualität abnimmt. Infolge der Selbstkompensation nimmt die Beweglichkeit der Löcher mit zunehmender Mg-Konzentration aufgrund von erhöhter Streuung an Defekten ab. Insgesamt begrenzen die hohe Aktivierungsenergie und die Selbstkompensation die maximal erreichbare Löcherdichte bei Raumtemperatur in mittels MOVPE abgeschiedenem p-GaN auf Werte $< 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [86, 102].

Diffusion

Mg ist sehr „Diffusions-freudig“ in GaN und AlGaN. Neben der Mg-Konzentration sind die Wachstumstemperatur und -dauer entscheidend für die Diffusion [115]. Köhler et al. zeigen in [116], dass bei MOVPE-Wachstumstemperaturen von (p-)GaN von 925°C Diffusion auftritt. Die Mg-Konzentration nimmt dabei ungefähr eine Größenordnung über eine Distanz von etwa 20 nm in Diffusionsrichtung ab [67, 116].

6.2. MOVPE-Prozess und Probenübersicht

Für die Proben der Mg-Serie werden etwa 240 nm p-GaN unter Verwendung unterschiedlicher Cp_2Mg -Flüsse auf einem ca. $1,8 \mu\text{m}$ dicken uid-GaN-Puffer abgeschieden (s. Abb. 6.1). An der p-GaN/uid-GaN-Grenzfläche herrscht keine

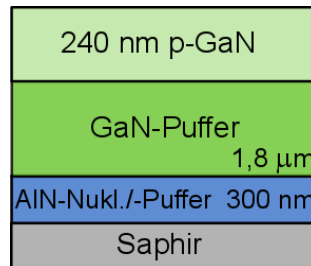


Abb. 6.1.: Schematische Darstellung der p-GaN/uid-GaN/AlN-Schichtfolge der Mg-Serie auf Saphir. Das p-GaN ist dabei ca. 240 nm und das uid-GaN, welches als Puffer dient, etwa $1,8 \mu\text{m}$ dick.

Polarisationsdifferenz, sodass kein zweidimensionales Ladungsträgergas induziert wird und das p-GaN gezielt untersucht werden kann. Der uid-GaN-Puffer wird auf Saphir-Substraten mit AlN-Puffer hergestellt (s. Kap. 4.2). Im Anschluss an den GaN-Puffer wird p-GaN bei einer Temperatur und einem Druck von 900°C und 200 mbar ganzflächig abgeschieden. Die vergleichsweise niedrige Wachstumstemperatur für p-GaN Wachstum wurde gewählt, um die Diffusion von Mg zu minimieren [116]. Die Probenbezeichnungen in der Mg-Serie ergeben sich aus den verwendeten Cp_2Mg -Flüssen in sccm im Bereich von 0 sccm bis 500 sccm ($0 - 0,65 \mu\text{mol}/\text{min}$). So bezeichnet Mg200 beispielsweise die Probe der Mg-Serie, bei der der Cp_2Mg -Fluss beim Wachstum von p-GaN 200 sccm ($0,26 \mu\text{mol}/\text{min}$) betrug. Die Wachstumsrate der (p-)GaN-Schichten der Proben Mg0–Mg500 mit einem TMGa-Fluss von 10 sccm ($43,9 \mu\text{mol}/\text{min}$) wird zu etwa $1,44 \mu\text{m}/\text{h}$ bestimmt. Mit einer Wachstumsdauer von 10 min resultiert eine Schichtdicke von 240 nm.

Die p-GaN/uid-GaN-Puffer-Strukturen werden analog zu p-Kanal-MISHFET in Kapitel 4.3 bis einschließlich Prozessschritt (3) prozessiert, da mit diesem die Teststrukturen für Hall-Messungen und TLM hergestellt sind. Dabei wurde die Mesa mithilfe von Cl_2 und BCl_3 ca. 400 nm tief geätzt, um das leitfähige p-GaN (240 nm) vollständig zu entfernen.

6.3. Oberflächenmorphologie von p-GaN

Wie in Kapitel 6.1 erörtert, wird ab einer bestimmten Mg-Konzentration in p-GaN eine sogenannte Selbstkompensation erwartet, die mit der Bildung von *pyramidal inversion domains* einhergeht [102, 112]. Das heißt, dass mit zunehmendem Cp_2Mg -Fluss eine Umwandlung der Oberflächenmorphologie von einem uid-GaN typischen *Step-Flow* mit geringerer Rauheit zu einer hexagonalen Pyramiden-Struktur mit erhöhter Rauheit zu erwarten ist. Um die Oberflächenmorphologie zu analysieren, wurden an den Proben der Mg-Serie AFM-Messungen mit einer Fläche von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ und $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ durchgeführt (Abb. 6.2 und Abb. 6.3). Wird kein Cp_2Mg während des Wachstums von GaN in den Reaktor geleitet, so weist das uid-GaN einen für MOVPE-GaN typischen *Step-flow* auf (Mg0 in Abb. 6.2). Zwischen den Stufen weist die Oberfläche von Mg0 atomar glatte Terrassen auf. Die Stufenhöhe von etwa 0,5 nm entspricht ungefähr dem *c*-Gitterparameter der GaN-Einheitszelle (Tab.2.1). Die RMS-Rauigkeit (RMS:

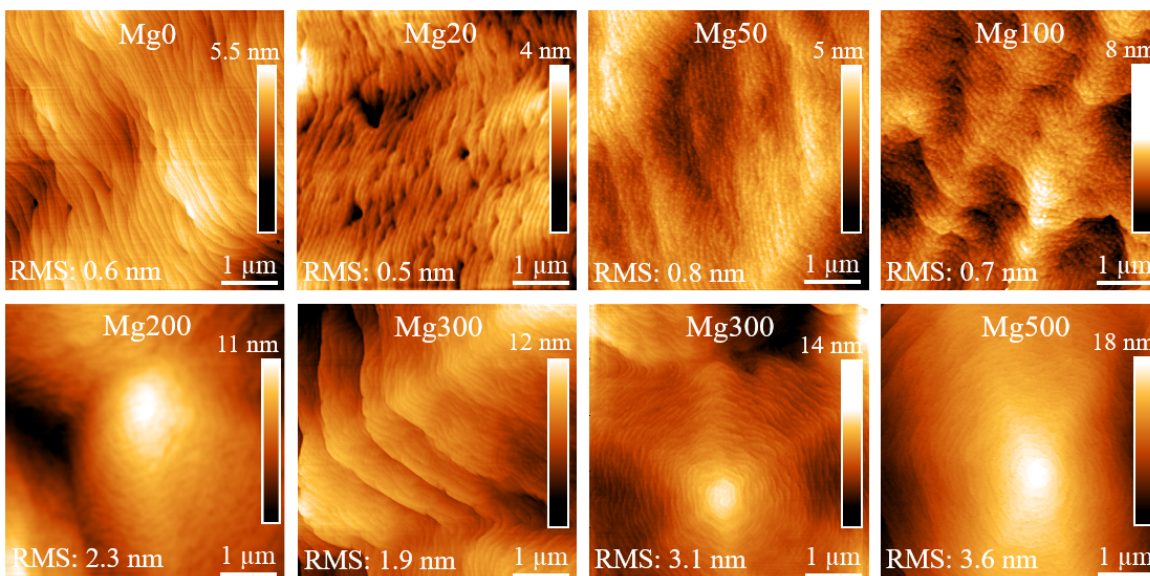


Abb. 6.2.: $5 \times 5 \mu\text{m}$ AFM-Bilder der Oberfläche von allen Proben der Mg-Serie. Der jeweilige Cp_2Mg -Fluss während des Wachstums von p-GaN ist in der Probenbezeichnung enthalten (bspw. Mg200 für 200 sccm). In der unteren linken Ecke der Abbildungen ist der jeweilige RMS-Wert angegeben. Mit zunehmendem Cp_2Mg -Fluss ist eine Zunahme der Rauheit und eine Wandlung der Oberflächenmorphologie von einer *Step-flow*-Struktur zu einer hexagonalen Pyramiden-Struktur hin zu beobachten.

Root-Mean-Square) ist die Standardabweichung des Höhenprofils der zweidimensionalen Oberfläche $z(x,y)$ und beträgt für Mg0, bei einer Größe von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 0,6 nm. Die Oberfläche der Probe Mg20 weist im Vergleich zu Mg0 eine erhöhte Anzahl an Defekten auf. Bei Mg50 und M100 sind Ansätze dreidimensionaler Strukturen zu erkennen. Eine deutliche Veränderung der Oberflächenmorphologie im Vergleich zu Mg0 ist ab einem Cp_2Mg -Fluss ≥ 100 sccm zu beobachten. Neben dem typischen *Step-flow* sind bei Mg100 in Abbildung 6.2 skelettartige Strukturen zu erkennen. Ein Einfluss der Mg-Konzentration im Bereich von 0–100 sccm auf die Rauheit der Oberfläche von p-GaN kann nicht beobachtet werden (RMS-Wert < 1 nm). Wird ein Bereich von $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ per AFM gemessen, so ist eine Änderung der Oberflächenmorphologie im Vergleich zur undotierten Probe Mg0 bei dem niedrigsten Cp_2Mg -Fluss von 20 sccm deutlich zu erkennen. Diese geht mit einer leichten Erhöhung der Rauheit einher (s. Abb. 6.3). Der $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ RMS-Wert steigt von ca. 1,8 nm für Mg0 auf ca. 2,3 nm für Mg20–Mg100. Es bilden sich linienförmige und schuppenartige Strukturen aus (Mg20–Mg100). Diese erscheinen wie Ansätze einer hexagonalen Pyramiden-Struktur, wie sie für p-GaN mit einer Mg-Konzentration oberhalb der Selbstkompensation typisch ist. Bei einer

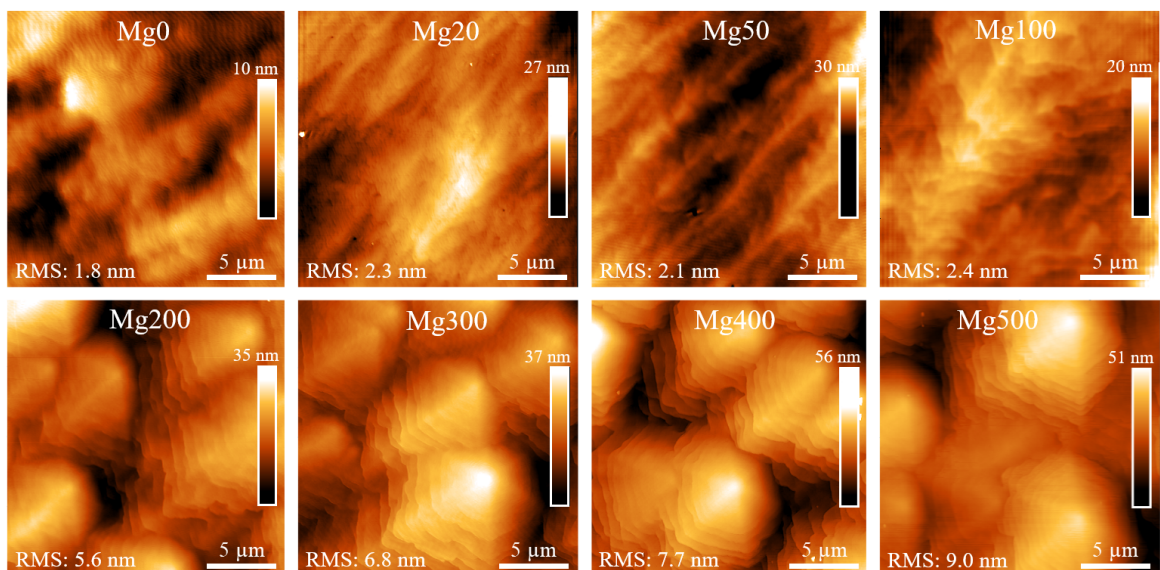


Abb. 6.3.: $20 \times 20 \mu\text{m}$ AFM-Bilder der Oberfläche von allen Proben der Mg-Serie.

Erhöhung des Cp_2Mg -Flusses von 100 auf 200 sccm erhöht sich der RMS-Wert deutlich von ca. 0,7 nm auf 2,3 nm für $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ bzw. von 2,4 nm auf 5,6 nm für $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ (s. Abb. 6.4). Ab diesem Cp_2Mg -Fluss von 200 sccm ist die Oberflächenmorphologie

von hexagonalen Pyramiden-Strukturen dominiert (Mg200-Mg500 in Abb. 6.2 und 6.3), wobei die Rauheit, der RMS-Wert, der Proben mit zunehmendem Cp_2Mg -Fluss bis auf ca. 3,6 nm ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$) bzw. 9 nm ($20 \times 20 \mu\text{m}^2$) bei 500 sccm zunimmt. Dennoch ist ein *Step-flow* sichtbar (s. Abb. 6.2), was auf eine ausreichende Kristallqualität von p-GaN hinweist. Da die Ausmaße der Pyramiden ungefähr der Kantenlänge bei einer AFM-Aufnahmegröße von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ entsprechen, ist der RMS-Wert bei dieser Größe stark von der Position, z.B. auf der Pyramide im Vergleich zum Zwischenraum, abhängig (Abb. 6.2 Mg300). Da das Auftreten der Pyramiden-Struktur mit der

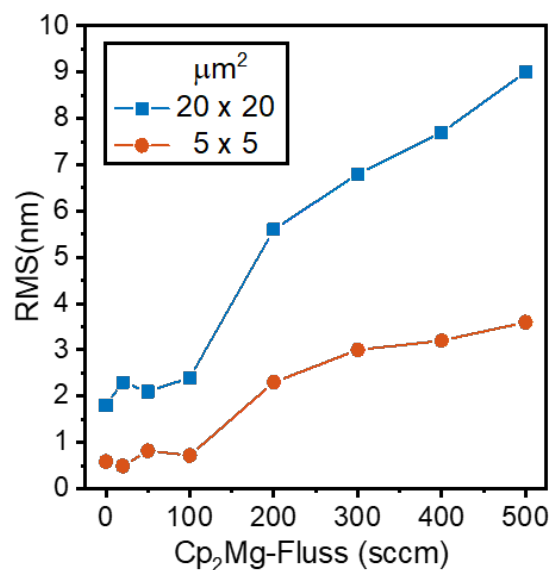


Abb. 6.4.: RMS-Werte der Proben Mg0-Mg500 in Abhängigkeit des Cp_2Mg -Flusses dargestellt. Die RMS-Werte wurden aus 5×5 (rot) und 20×20 (blau) μm^2 AFM-Bildern extrahiert.

Überschreitung der Grenze zur Selbstkompensation von p-GaN in Verbindung gebracht wird [103, 112], ist anhand der Oberflächenmorphologie davon auszugehen, dass diese Grenze bei den verwendeten Prozessbedingungen (Kap. 8.1) bei einem Cp_2Mg -Fluss zwischen 100 und 200 sccm überschritten wird. Dementsprechend wird erwartet, dass sich bis zu dieser Mg-Konzentration bzw. bis zu diesem Cp_2Mg -Fluss ein Anstieg der Löcherdichte mit zunehmendem Cp_2Mg -Fluss ergibt. Ab dieser Grenze wird für höhere Mg-Konzentrationen ein Abfall der Löcherdichte mit zunehmendem Cp_2Mg -Fluss erwartet.

6.4. Kontaktwiderstand, Löcherdichte und Beweglichkeit

Um das Verhalten der Ni/Au-Kontakte auf p-GaN in Abhängigkeit der Mg-Konzentration zu beurteilen, wurde TLM an den Proben der Mg-Serie durchgeführt. Die Proben Mg0 und Mg20 weisen hochohmiges Verhalten auf und sind nicht weiter elektrisch charakterisierbar. Dies wird auf eine nicht vorhandene bzw. zu niedrige Mg-Konzentration zurückgeführt. In Abbildung 6.5 sind die IV-Kennlinien der TLM an den Proben Mg50, Mg 100, Mg200, Mg300, Mg400 und Mg500 dargestellt. Die IV-Kennlinien zeigen für Mg50 und Mg100 eindeutig Schottky-Verhalten. Die

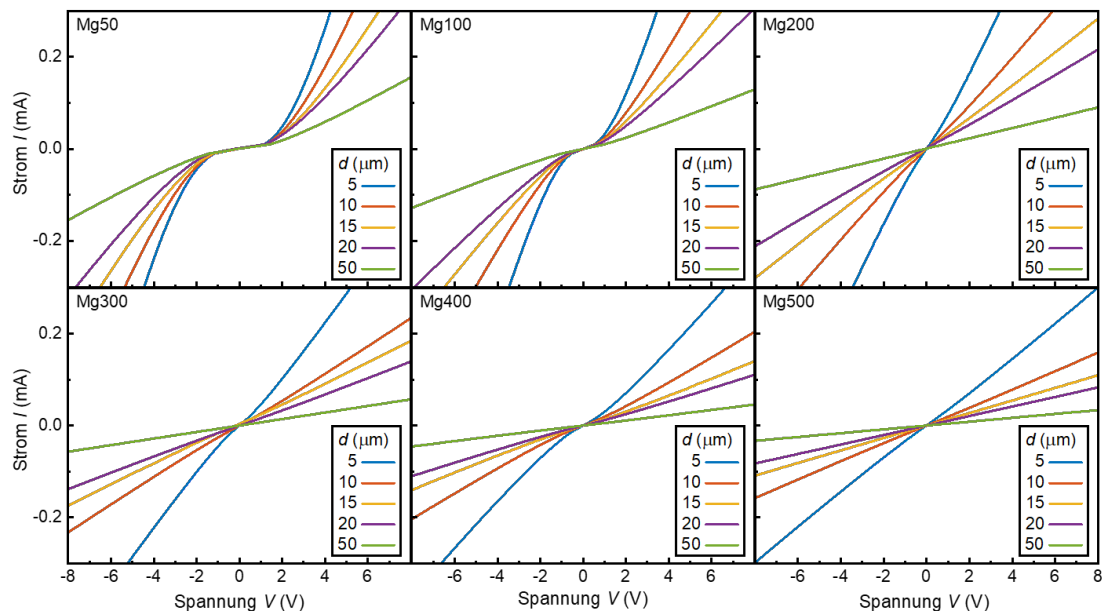


Abb. 6.5.: IV-Kennlinien von Mg50, Mg100, Mg200, Mg300, Mg400 und Mg500 gemessen an den Ni/Au-Kontakten der TLM-Struktur mit den Abständen $d = 5, 10, 15, 20, 50 \mu\text{m}$.

Mg-Konzentration ist nicht ausreichend hoch, um ohmsches Verhalten zu erzeugen. Ab einem Cp_2Mg -Fluss von 200 sccm weisen die Ni/Au-Kontakte auf dem p-GaN ohmsches Verhalten auf, wobei der Strom bei gleicher Spannung mit steigendem Cp_2Mg -Fluss von 200 bis 500 sccm absinkt. Das bedeutet der Gesamtwiderstand der Proben Mg200-Mg500 steigt, infolge der Selbstkompensation, mit zunehmendem

Cp₂Mg-Fluss (s. Kap. 6.1).

Der mithilfe von TLM ermittelte spezifische Kontaktwiderstand ρ_C der Ni/Au-Kontakte und der Schichtwiderstand R_{sh} des p-GaN sind in Abbildung 6.6 (a) in Abhängigkeit des Cp₂Mg-Flusses dargestellt. Für die beiden Proben Mg50 und Mg100,

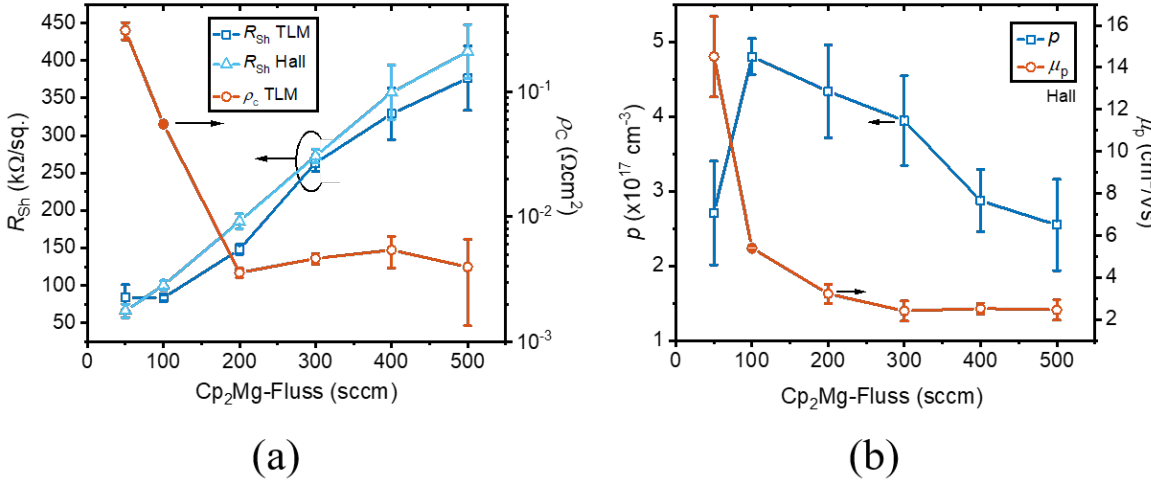


Abb. 6.6.: Ergebnisse der TLM und Hall-Messungen der Mg-Serie. (a) Verlauf des Schichtwiderstandes R_{sh} ermittelt per TLM und Hall-Messung und der spezifische Kontaktwiderstand ρ_C über den Cp₂Mg-Fluss. (b) Mittels Hall-Messungen ermittelte Löcherdichte p und Beweglichkeit μ_p gegen den Cp₂Mg-Fluss.

die Schottky-Verhalten zeigen, wird ein Mittelwert für ρ_C in der Größenordnung von 10^{-1} Ωcm⁻² ermittelt. Mit steigendem Cp₂Mg-Fluss von 50 auf 200 sccm sinkt ρ_C von ca. $3 \cdot 10^{-1}$ Ωcm⁻² auf ca. $4 \cdot 10^{-3}$ Ωcm⁻² ab. Für die Proben Mg200, Mg300, Mg400 und Mg500 ist ρ_C im Rahmen der Fehler konstant, der Mittelwert beträgt etwa $4 \cdot 10^{-3}$ Ωcm⁻². Anders ausgedrückt, die Mg-Konzentration beeinflusst den spezifischen Kontaktwiderstand für einen Cp₂Mg-Fluss von 200 bis 500 sccm nicht. Dass der Fehler auf den Mittelwert mit steigender Mg-Konzentration in Mg200-Mg500 zunimmt, ist auf die erhöhte Rauheit der Oberfläche und/oder eine Inhomogenität der Mg-Konzentration zurückzuführen.

Im Vergleich mit den AFM-Aufnahmen der Mg-Serie (Abb. 6.2 und 6.3) fällt auf, dass sich ohmsches Verhalten mit $\rho_C \sim 10^{-3}$ Ωcm⁻² einstellt, sobald die hexagonalen Pyramiden die Oberflächenstruktur dominieren und die Grenze zur Selbstkompensation von $3 - 4 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ überschritten wurde [112]. Ab dieser bestimmten Konzentration

ist davon auszugehen, dass aufgrund der Selbstkompensation von Mg in GaN die Löcherdichte mit steigender Mg-Konzentration sinkt [112]. Dies erklärt, warum der Schichtwiderstand von p-GaN annähernd linear von etwa 75 k Ω /sq auf etwa 400 k Ω /sq mit zunehmenden Cp₂Mg-Fluss von 100 bis 500 sccm ansteigt (s. Abb. 6.6 (a)). Kwak et al. [117] schlagen ein Ladungsträgertransportmodell vor, in dem die Ladungsträger vom Metall direkt zu einem DLD-Band (*deep level defect*) übergehen, um die unerwartete Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes von der Löcherdichte zu erklären.

Um den Einfluss des Cp₂Mg-Flusses, d.h. der Mg-Konzentration, auf die Löcherdichte p und Beweglichkeit μ_p von p-GaN zu untersuchen und das Verhalten der Ni/Au-Kontakte auf p-GaN weiter zu analysieren, wurden an den Proben Hall-Messungen durchgeführt (s. Abb. 6.6). Der Schichtwiderstand ist für beide Methoden, TLM und Hall-Messung, innerhalb der Fehler nahezu identisch. Bei einem Cp₂Mg-Fluss von 100 sccm wird ein Maximum für die Löcherdichte $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ festgestellt. Unter der Annahme, dass bei Raumtemperatur thermisch etwa 1 % der Mg-Akzeptoren aktiviert sind, ergibt sich eine Mg-Konzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dieses Ergebnis stimmt annähernd mit der Literatur überein, in der z.B. eine maximale Löcherdichte von $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Mg-Konzentration von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ gemessen wurde [103, 112]. Für Flüsse größer als 100 sccm nimmt die Löcherdichte mit zunehmendem Cp₂Mg-Fluss aufgrund der Selbstkompensation wie erwartet ab.

Die Beweglichkeit der Löcher μ_p fällt mit zunehmendem Einbau von Mg in GaN (s. Abb. 6.6 (b)). Steigt der Cp₂Mg-Fluss von 50 auf 100 sccm, so sinkt μ_p von ca. 15 auf ca. 5 cm²/Vs stark ab. Bis zu einem Cp₂Mg-Fluss von 300 sccm sinkt die Beweglichkeit weiter. Im Bereich von 300 bis 500 sccm ergibt sich ein annähernd konstanter Wert zwischen 2 und 3 cm²/Vs. Die Abnahme der Beweglichkeit mit zunehmendem Cp₂Mg-Fluss kann unter anderem mit erhöhter Streuung an ionisierten Störstellen infolge der steigenden Mg-Konzentration erklärt werden. Zum anderen ist anhand der Oberfläche davon auszugehen, dass die Kristallqualität auch mit zunehmendem Cp₂Mg-Fluss abnimmt, wodurch Streuzentren für die Löcher entstehen, welche die Beweglichkeit mindern.

6.5. Temperaturabhängigkeit von Schicht- und Kontaktwiderstand

In diesem Abschnitt werden die temperaturabhängigen TLM der Mg-Serie präsentiert. Die TLM wurden an Mg50 – Mg500 im Temperaturbereich von RT bis 250 °C durchgeführt. Die zugehörigen IV-Kennlinien von Mg100 und Mg500 gemessen an den Kontakten mit dem Abstand $d = 5 \mu\text{m}$ sind in Abbildung 6.7 für die verschiedenen Temperaturen dargestellt. Für Mg100 und Mg500 nimmt der Strom mit steigender Temperatur zu. Die Abnahme des Widerstandes ist in erster Linie auf eine Erhöhung der Löcherdichte infolge der thermischen Aktivierung der Mg-Akzeptoren in p-GaN zurückzuführen. Von Raumtemperatur bis zu 250 °C zeigt Mg100 kein ohmsches Verhalten. Probe Mg500 hingegen zeigt im gesamten Temperaturbereich ohmsches Verhalten.

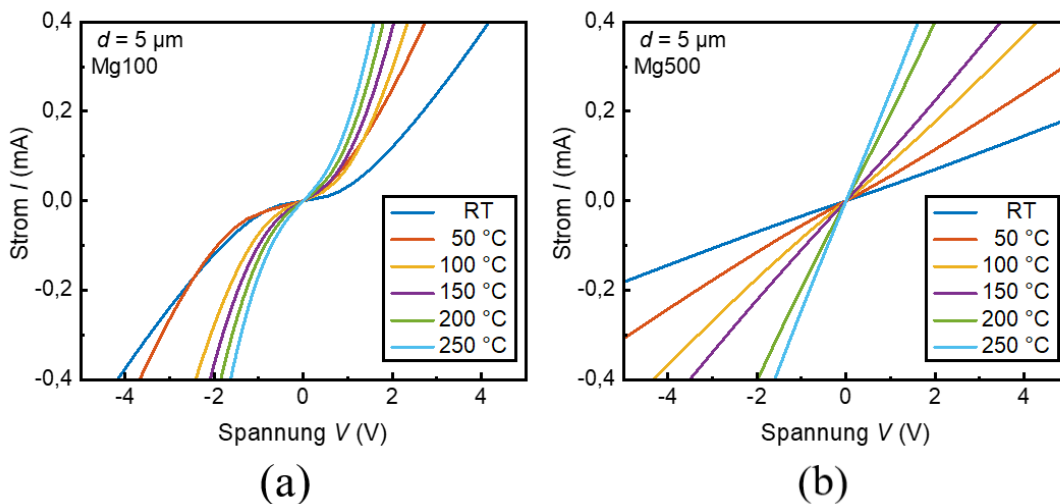


Abb. 6.7.: IV-Kennlinien für den Kontaktabstand $5 \mu\text{m}$ der Mg-Serie für verschiedene Temperaturen von RT bis 250 °C; (a) Probe Mg100 und (b) Probe Mg500.

Der mittels TLM ermittelte Schichtwiderstand R_{sh} und der spezifische Kontaktwiderstand ρ_C sind in Abbildung 6.8 in Abhängigkeit zur Temperatur dargestellt. Wie aufgrund der zunehmenden thermischen Aktivierung der Mg-Akzeptoren zu erwarten ist [90], sinkt R_{sh} mit steigender Temperatur für die Proben Mg50 – Mg500 (Abb. 6.8 (a)).

Auffällig ist, dass sich der Schichtwiderstand von Mg50 und Mg100 weitaus weniger

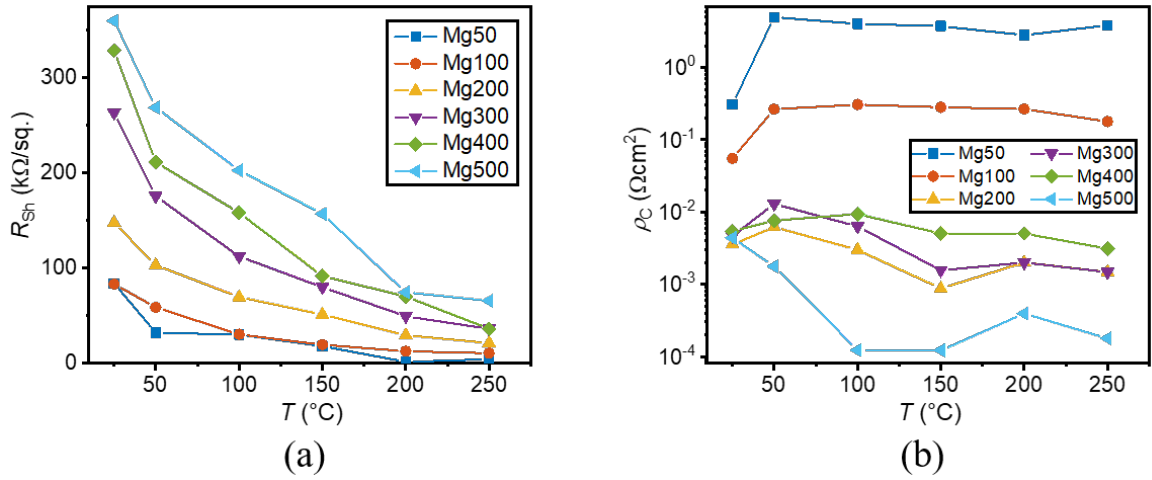


Abb. 6.8.: Temperaturabhängigkeit des (a) Schichtwiderstandes R_{sh} und des (b) spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_c für die Mg-Serie.

in dem gemessenen Temperaturbereich ändert als der von Proben mit einer höheren Mg-Dotierung. Demnach scheint der spezifische Kontaktwiderstand bei niedrigen Mg-Konzentrationen, Mg50 und Mg100, unabhängig von der Temperatur zu sein (s. Abb. 6.8 (b)). Ein temperaturunabhängiges Verhalten von ρ_c wird laut [86] für hohe Akzeptorkonzentrationen $N_A > 1 \cdot 10^{19}$ cm $^{-2}$ erwartet. Demzufolge ist dieses Dotierstofflevel bei Mg50 und Mg100 erreicht. Aus Hall-Messungen folgt, dass Probe Mg100 innerhalb der Mg-Serie das Maximum der Löcherdichte aufweist. Die hohe Konzentration an Löchern bereitgestellt durch Mg-Akzeptoren führt dazu, dass die Feldemission als Ladungstransportmechanismus dominiert und somit der spezifische Kontaktwiderstand temperaturunabhängig ist [86].

Bei den höher dotierten Proben Mg200 – Mg500 wird ein deutliches Abfallen des spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_c mit zunehmender Temperatur beobachtet. Beispielsweise sinkt für Mg200 ρ_c von $6 \cdot 10^{-3}$ Ω cm $^{-2}$ bei 50°C auf $1,4 \cdot 10^{-3}$ Ω cm $^{-2}$ bei 250°C ab. Die stärkste Reduzierung von ρ_c mit steigender Temperatur zeigt Mg500 mit einer Reduzierung um den Faktor 10 von ca. $4 \cdot 10^{-3}$ Ω cm $^{-2}$ bei RT auf $1 - 3 \cdot 10^{-4}$ Ω cm $^{-2}$ ab 100°C bis 250°C. Aufgrund dieser Abhängigkeit ist der vorherrschende Transportmechanismus bei Mg200 – Mg500 der thermionischen Feldemission (TFE) zuzuordnen, welcher theoretisch für niedrigere Konzentrationen ($N_A < 1 \cdot 10^{19}$ cm $^{-2}$) erwartet wird [86]. Dass die Proben mit einem höheren Cp2Mg-Fluss als 100 sccm und damit einer höheren Mg-Konzentration als Mg50 und Mg 100 in

den Bereich des TFE-Effektes einzuordnen sind, ist durch die Selbstkompensation zu erklären, durch welche die Ladungsträgerkonzentration und dementsprechend die effektive Akzeptorkonzentration abfällt. Dennoch ist der spezifische Kontaktwiderstand für die höher dotierten Proben Mg200 – Mg500 um mindestens eine Größenordnung niedriger als für Mg50 und Mg100. Dies lässt sich den Ergebnissen von Kwak et al. [117] entsprechend mit einem weiteren Transportmechanismus erklären. Dieser geht davon aus, dass der Stromfluss durch die Metall / Halbleiter-Grenzfläche nicht über das Valenzband, sondern über ein Defekt-Band, sogenanntes DLD-Band (engl. Deep Level Defect), erfolgt [117]. Die Bildung dieses Bandes ist nur von der Mg-Konzentration abhängig und nicht von der Ladungsträgerkonzentration [117].

Bei einer Arrhenius-Auftragung von R_{sh} und einer anschließenden linearen Regression (s. Abb. 6.9 (a)) kann die Aktivierungsenergie der Mg-Akzeptoren gemäß folgendem Zusammenhang näherungsweise berechnet werden [102]:

$$R_{sh} \propto \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right). \quad (6.47)$$

Die Näherung bei Gl. 6.47 ist die Annahme, dass die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Löcher vernachlässigbar ist [118]. Die mittels Gl. 6.47 berechnete Aktivierungsenergie E_A ist in Abbildung 6.9 (b) gegen den Cp_2Mg -Fluss aufgetragen.

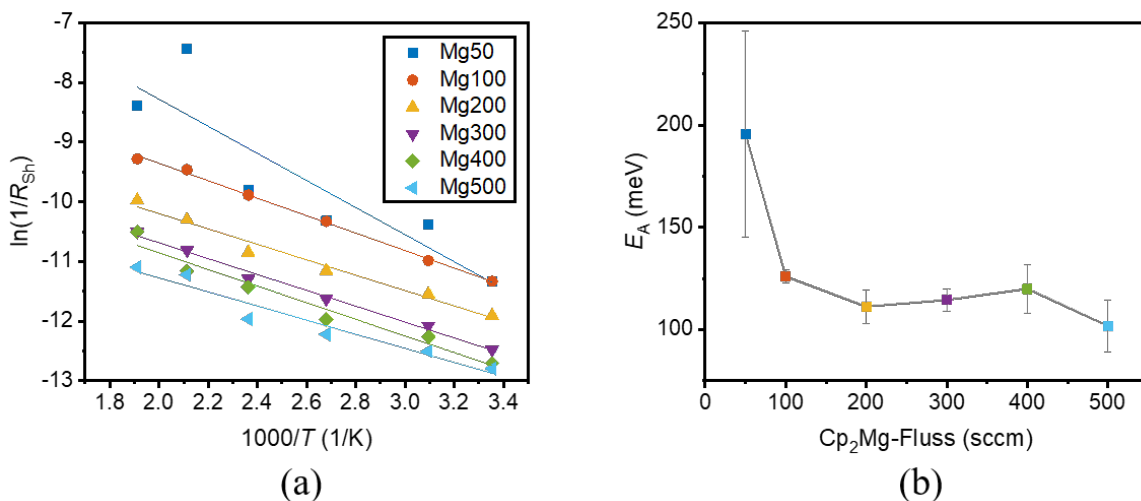


Abb. 6.9.: (a) Arrheniusplot für den Schichtwiderstand R_{sh} der temperaturabhängigen TLM. (b) Verlauf der Aktivierungsenergie E_A über den Cp_2Mg -Fluss.

Es lässt sich festhalten, dass die Aktivierungsenergie von Mg50 $E_A = 196$ meV

höher als die der anderen Proben ist. Für Mg100 – Mg500 wird ermittelt, dass die Aktivierungsenergie von Mg in GaN im Rahmen der Fehler unabhängig von der Mg-Konzentration bei 115 ± 10 meV liegt. Der Verlauf ähnelt dem in [104] gezeigten Verlauf der Aktivierungsenergie über den Cp₂Mg-Fluss, bei dem mit steigendem Cp₂Mg-Fluss von 20 bis etwa 230 sccm die Aktivierungsenergie von ca. 180 meV auf ca. 115 meV abfällt [104], wobei im Gegensatz zu den hier vorgestellten Ergebnissen E_A bei höherem Fluss (ca. 430 sccm) wieder bis auf ca. 160 meV zunimmt.

Basierend auf den in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnissen wird für die Herstellung von p-Kanal MISHFET ein Cp₂Mg-Fluss von 200 sccm ($0,26 \mu\text{mol}/\text{min}$) in der p-GaN-Kontaktschicht gewählt, um einen Kontakt mit niedrigem Widerstand zum 2DHG zu erreichen, während die Auswirkungen auf die Kristallqualität minimiert werden. Die mittels AFM beobachtete Morphologie weist auf hoch dotiertes p-GaN hin, nahe der Grenze zur Selbstkompensation, so dass eine Mg-Konzentration von ca. $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zu erwarten ist [102, 110, 112]. Des Weiteren belegen die Messungen, dass die Ni/Au-Kontakte ab RT bis 250 °C stabil sind und sich die Kontakteigenschaften mit steigender Temperatur nicht verschlechtern.

7. Epitaxie und Charakterisierung von AlGaN-Gradientenschichten

Die herkömmliche Methode zur Dotierung von Gruppe III-Nitriden basiert auf der Substitution eines Metallatoms im Kristallgitter durch ein Fremdstoffatom. Üblicherweise wird Si für die n-Dotierung und Mg für die p-Dotierung verwendet. Mg-dotiertes GaN wird in dieser Arbeit untersucht (Kap. 6), da es als Kontaktschicht für die elektrische Charakterisierung von 2DHG und p-Kanal MISHFET erforderlich ist. Ein großer Nachteil der Fremstoffdotierung besteht darin, dass die Ionisierung temperaturabhängig ist. Die Raumtemperatur entspricht einer Energie von etwa 26 meV, sodass bei RT in GaN fast das gesamte eingebaute Si ($E_D^{Si} \approx 15$ meV [119]) ionisiert ist. Im Gegensatz dazu ist aufgrund der hohen Ionisierungsenergie von Mg auf einem Ga-Platz ($E_A^{Mg} \approx 160$ meV [104]) nur ungefähr 1 % des Mg ionisiert. In AlGaN nehmen beide Ionisierungsenergien mit zunehmendem Al-Gehalt zu ($E_D^{Si}(AlN) \approx 250$ meV [119] und $E_A^{Mg}(AlN) \approx 500$ meV [107, 108]). Somit nimmt in AlGaN auch die Ineffizienz der Fremstoffdotierung mit dem Al-Gehalt zu. Eine Verwendung von p-dotiertem AlGaN liegt beispielsweise in UV-LEDs vor [120]. Denn das üblicherweise verwendete p-GaN absorbiert im UV-Bereich und verringert dadurch die Effizienz der UV-LED [119, 120].

In diesem Kapitel werden AlGaN-Schichten auf GaN-Puffern untersucht, deren Al-Gehalt in Wachstumsrichtung kontinuierlich zu- oder abnimmt, sodass eine dreidimensionale n- oder p-Dotierung erzeugt wird (vgl. Kap. 2.2.3). Die AlGaN-Gradientenschichten werden charakterisiert und zur Herstellung von Polarisations-dotierten Feldeffekttransistoren (PolFETS) [121, 122] genutzt. Für die polarisations-induzierte Dotierung (PID) ist kein Fremdstoff erforderlich. Dies führt zu einer besseren Kristallqualität und einer geringeren Streuung der Ladungsträger an Fremdstoffen. Daher wird eine höhere Mobilität für PID-Strukturen im Vergleich zu Fremstoff-dotiertem GaN und AlGaN erwartet. Darüber hinaus ist eine polarisations-induzierte Ladungsträgerdichte temperaturunabhängig.

7.1. MOVPE-Prozess und strukturelle Charakterisierung

Der MOVPE-Prozess für die Proben mit AlGa_N-Gradientenschicht (g-AlGa_N) beginnt mit der AlN-Keimbildung auf Saphir, gefolgt von einem AlN-Puffer und einem etwa 1,8 μm dicken GaN-Puffer (s. Kap. 4.2). Anschließend wird die g-AlGa_N-Schicht bei 1020 °C und 75 mbar abgeschieden. Polarisations-induzierte n-Dotierung wird erzeugt, indem der TMA-Fluss zeitlich linear von 0 bis 7,0 μmol/min bei einem konstanten TMGa-Fluss (17,6 μmol/min) zunimmt. Durch Variation der Wachstumszeit der g-AlGa_N-Schicht werden vier g-AlGa_N-Schichten vom n-Typ mit den Schichtdicken von 42, 85, 170 und 255 nm jeweils auf einem GaN-Puffer abgeschieden. Diese vier Proben werden als n1, n2, n3 und n4 bezeichnet. Der Schichtstapel von n1 ist in Abbildung 7.1 (a) abgebildet. Analog wird eine p-Dotierung hervorgerufen, indem der

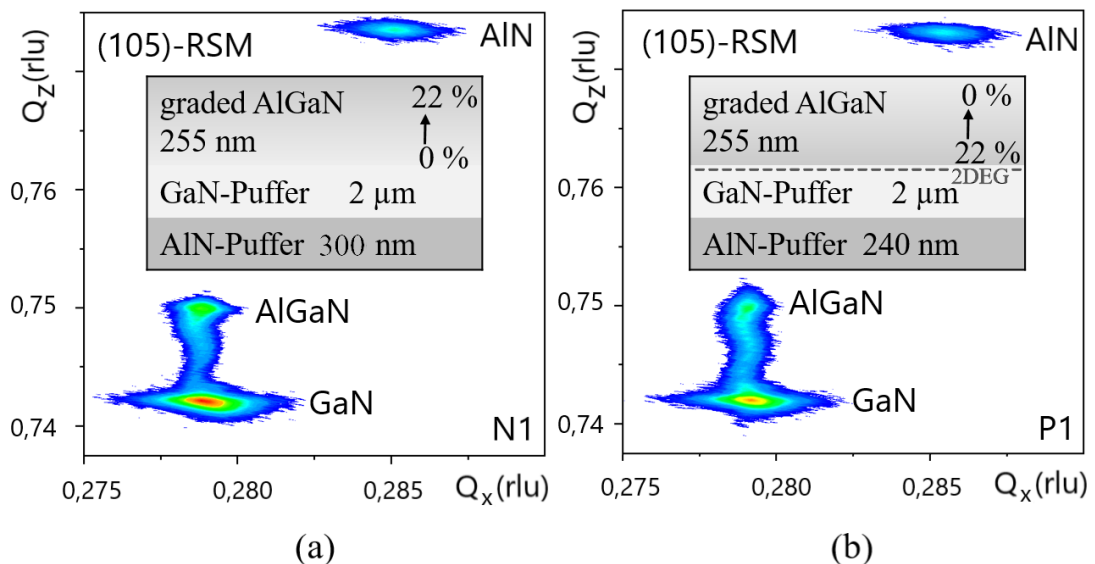


Abb. 7.1.: HRXRD (105)-RSM und schematische g-AlGa_N/GaN/AlN-Struktur von (a) n-Typ Probe n1 und (b) p-Typ Probe p1.

TMA-Fluss von 7,0 auf 0 μmol/min abnimmt. Probe p1 besitzt eine etwa 255 nm dicke g-AlGa_N-Schicht vom p-Typ. Der Gradient in der AlGa_N-Zusammensetzung führt zwar bei p1 zu einer Dotierung vom p-Typ, jedoch wird durch die Polarisationsdifferenz an der g-AlGa_N/GaN-Grenzfläche ein 2DEG angereichert, ähnlich den herkömmlichen HEMT-Strukturen (s. Abb. 7.1 (b)). Die g-AlGa_N-Schicht vom p-Typ wurde mit einer etwa 20 nm dicken p-GaN-Kontaktschicht bedeckt, die bei 900 °C und optimiertem Präkursor-Fluss (s. Kap. 6) abgeschieden wurde. Die p-GaN-Schicht wird lediglich

verwendet, um die Bildung ohmscher Kontakte zu p-leitfähigem AlGaN zu ermöglichen.

Die Proben wurden mittels hochauflösender XRD analysiert. In Abbildung 7.1 sind die Schichtstapel und (105)-RSM von n1 (a) und (c) sowie von p1 (b) und (d) abgebildet.

Anhand der (105)-RSM wird für alle Proben ein maximaler Al-Gehalt von etwa 22 % in der g-AlGaN-Schicht ermittelt. Da die Q_x -Koordinate proportional zum reziproken Gitterparameter a ist, erkennt man, dass das GaN auf dem AlN relaxiert ist, und die g-AlGaN-Schicht annähernd pseudomorph ($r \leq 6\%$) auf dem GaN ist. In der biaxial verspannten g-AlGaN-Schicht, nimmt die Größe der piezoelektrischen Polarisation mit zunehmendem Al-Gehalt zu, was dem Trend der spontanen Polarisation entspricht.

Um das Profil des Al-Gehaltes und die Dicke der g-AlGaN-Schichten zu bestimmen, wurden XRD 2θ - ω -Scans um den symmetrischen (002)-Reflex durchgeführt und simuliert (s. Abb. 7.2 (a)). Der Peak mit der höchsten Intensität wird der dicksten

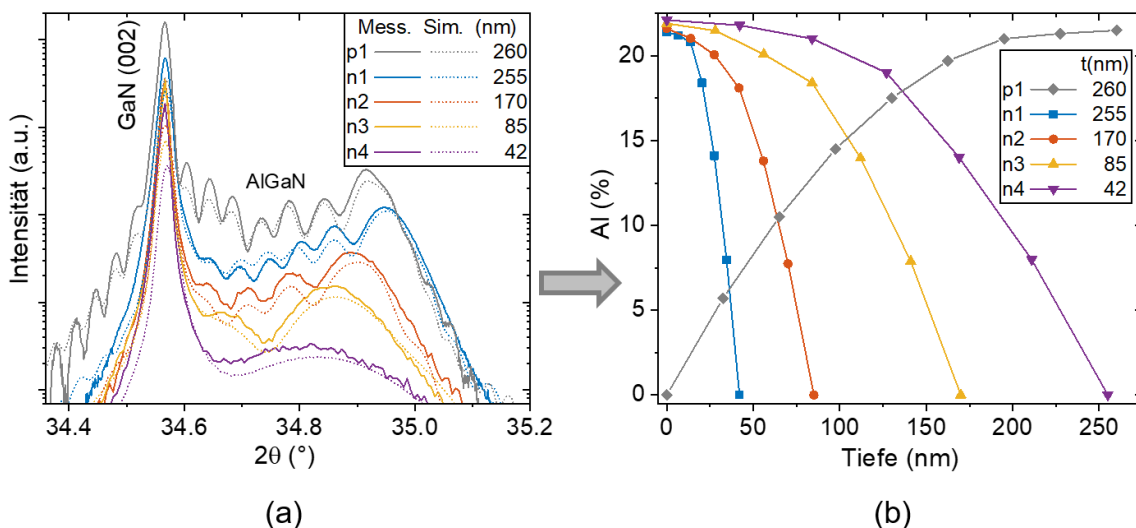


Abb. 7.2.: (a) HRXRD (002)- 2θ - ω -Scans der n-Typ Proben n1, n2, n3 und n4 (Blau, Rot, Gelb, Lila) und der p-Typ Probe p1 (Grau). Die gepunkteten Linien in derselben Farbe stellen die entsprechenden Simulationen dar. (b) Al-Tiefenprofil in den AlGaN-Gradientenschichten entsprechend der Simulationen der (002)- 2θ - ω -Scans.

Schicht, dem GaN-Puffer, zugeordnet. Der Schulterpeak in Abbildung 7.2 (a) stammt von der g-AlGaN-Schicht. Bei den n-Typ Proben wird der maximale Al-Gehalt von etwa 22 % am Ende der Abscheidung und bei der p-Typ Probe am Anfang der Abscheidung ermittelt. Mittels der Simulations-Software *X'pert Epitaxy* [123]

lässt sich ein nicht-lineares Al-Profil an die Messung anpassen. Dazu wird die g-AlGa_xN-Schicht in mehrere Unterschichten unterteilt, in denen sich der Al-Gehalt linear in Wachstumsrichtung ändert (Anhang Tab. A.2). Die aus den 2θ - ω -Scans extrahierten Al-Profile sind in Abbildung 7.2 (b) dargestellt. Bei den n-Typ Proben weist das aus den XRD-Simulationen extrahierte Al-Profil den größten Gradienten im unteren Bereich der Schicht auf. Dann nimmt der Gradient zur Oberfläche hin ab (s. Abb. 7.2 (b)). Das Al-Profil von p1 verhält sich umgekehrt, der Gradient im Al-Gehalt von p1 ist im unteren Bereich am geringsten und nimmt zur Oberfläche hin zu. Der Gradient im Al-Gehalt ist auf eine von der Zusammensetzung abhängige Al_xGa_{1-x}N-Wachstumsrate und die Variation der Effizienz des Al-Einbaus mit dem TMA-Fluss zurückzuführen [124]. Daher ist der Gradient in der AlGa_xN-Zusammensetzung aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften der AlGa_xN-Epitaxie nicht konstant. Um einen konstanten Gradienten in der AlGa_xN-Zusammensetzung zu erhalten kann der gesamte Volumenstrom der Metallorganika konstant gehalten werden, wobei auch das Verhältnis der Wachstumsraten zwischen GaN und AlN bei den für die g-AlGa_xN-Schicht verwendeten Prozessparametern berücksichtigt werden muss [125]

Nach epitaktischem Wachstum und struktureller Charakterisierung wurden die Proben zu Hall-Strukturen, Schottky-Dioden und PolFETs prozessiert (s. Kap.4.4 für n-Typ und Kap. 4.3 für p-Typ). Zunächst wurden ohmsche Kontakte auf den Proben vom n- und p-Typ abgeschieden und thermisch behandelt. Die Mesa wurde bei jeder Probe durch Trockenätzen bis runter zum GaN-Puffer definiert. Bei der p-Typ-Struktur wurde die p-GaN-Kontaktschicht durch Trockenätzen außerhalb der ohmschen Kontaktbereiche entfernt (Ätztiefe ca. 24 nm). Um Schottky-Kontakte zu bilden, wurde Ni/Au auf den n-Typ-Proben und Mo/Au auf den p-Typ-Proben abgeschieden.

7.2. Simulierte und gemessene Elektronendichte

In Abbildung 7.2 (b) erkennt man, dass das Al-Profil in der AlGa_xN-Gradientenschicht nicht linear ist. Wird die nicht lineare Änderung durch mehrere Einzelschichten mit linearer Änderung approximiert, kann die Verteilung der Ladungsträgerdichte entsprechend dem gemessenen Al-Profil mittels 1D-Poisson-Simulator [43] simuliert werden (Linien in Abb.7.3 (a), Simulationsdaten in Tab. A.1). Die Nichtlinearität der anhand von XRD-Messungen approximierten Al-Profile zeigt sich in den mithilfe von

CV-Messungen bestimmten Ladungsträgerprofilen (Symbole in Abb.7.3 (a)). Für die n-Typ Proben ist der Gradient des Al-Gehalts zu Beginn des Wachstums groß und nimmt dann ab. Folglich ist $|\nabla \cdot P|$ zu Beginn des Wachstums hoch und erzeugt eine hohe polarisations-induzierte Dotierung, gefolgt von einem Abfall zur Oberfläche hin (s. Abb.7.3 (a)). Für alle vier g-AlGaN-Schichten vom n-Typ stimmt die mittels

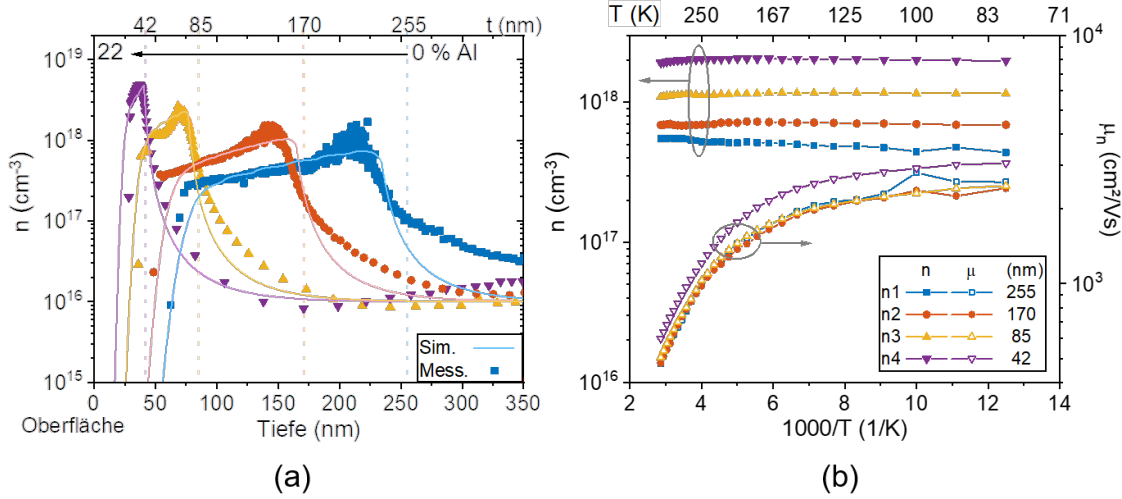


Abb. 7.3.: (a) Profile der Ladungsträgerdichten der n-Typ Proben extrahiert aus C-V-Messungen (Symbole) und simulierte Profile der Ladungsträgerdichten (Linien) erhalten durch Simulationen mittels 1D-Poisson-Simulator [43] und unter Verwendung der mittels HRXRD extrahierten Profile des Al-Gehaltes (vgl. Abb. 7.2 (b)). (b) Temperaturabhängige Hall-Messungen von n-Typ AlGa_nN-Gradientenschichten auf GaN-Puffern.

CV-Messungen ermittelte Verteilung der Elektronendichte n mit den simulierten Werten überein (Abb.7.3 (a)).

Die Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte n und Beweglichkeit μ_n wird durch temperaturabhängige Hall-Messungen ausgewertet (s. Abb.7.3 (b)). Wie für polarisations-induzierte Ladungsträgerdichten, bei denen keine Dotierstoffe thermisch aktiviert werden müssen, zu erwarten, zeigen die Ergebnisse im Gegensatz zu Fremdstoff-dotiertem GaN nur eine vernachlässigbare Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Temperatur [126]. Dies belegt, dass die Dotierung durch die Polarisationsänderung im Material erzeugt wurde. Bei RT beträgt die Elektronendichte von n1, n2, n3 und n4 etwa $5,3 \cdot 10^{17}$, $6,7 \cdot 10^{17}$, $1,8 \cdot 10^{18}$ und $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Für alle vier n-Typ Proben wird eine Zunahme von μ_n mit sinkender Temperatur

beobachtet (s. Abb. 7.3 (b)) und auf die Abnahme der Phononenstreuung zurückgeführt. Die Beweglichkeit der g-AlGa_N/Ga_N-Strukturen vom n-Typ liegt bei Raumtemperatur zwischen 670 und 830 cm²/Vs. Im Vergleich zu Si-dotiertem Ga_N [127] ist die Beweglichkeit bei gleichen Elektronendichten etwa 100 cm²/Vs höher (s. Abb. 7.4).

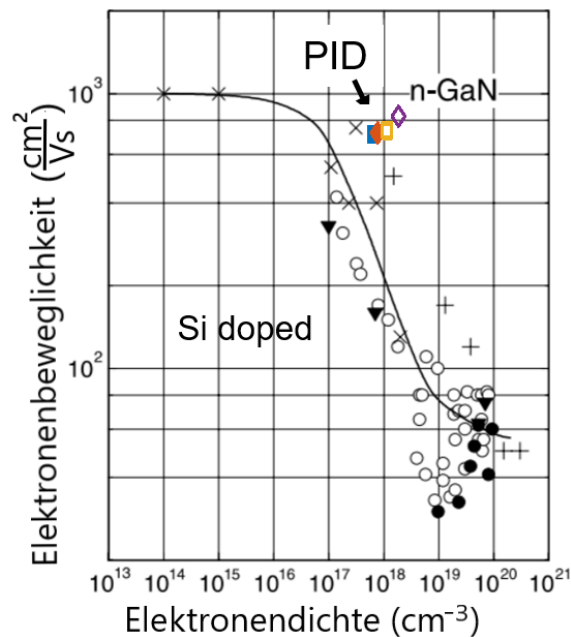


Abb. 7.4.: Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit der Elektronendichte für Si-dotiertes Ga_N bei Raumtemperatur [127]. Die experimentellen Daten für Wurtzit-Ga_N (×,○,▲,●) stammen aus [128–131] und die Daten für Zinkblende-Ga_N (+) aus [132]. Die Ergebnisse der Hall-Messungen (■,◆,□,◇) an n1 (blau), n2 (rot), n3 (gelb) und n4 (lila) zeigen, dass die Beweglichkeit der vier n-Typ Proben, bei gleicher Elektronendichte, höher als in Si-dotiertem Ga_N ist.

7.3. Simulierte und gemessene Löcherdichte

In Abbildung 7.5 (a) ist die 1D-Poisson-Simulation für eine g-AlGa_N/Ga_N-Struktur vom p-Typ mit linearer Änderung des Al-Gehaltes und einer Schichtdicke von etwa 255 nm zusammen mit der aus CV-Messungen extrahierten Löcherdichte gezeigt. An der Grenzfläche zwischen dem Ga_N-Puffer und der g-AlGa_N-Schicht ist aufgrund der abrupten Änderung des Al-Gehaltes bzw. der Polarisation ein 2DEG vorhanden. Im Bereich von etwa 100 nm bis 255 nm wird eine Löcherdichte zwischen 2 ·

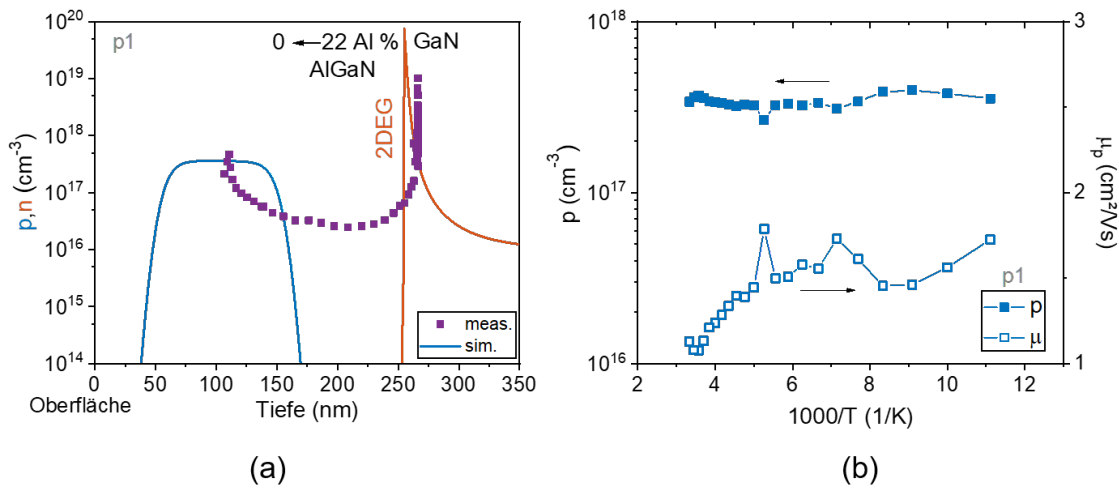


Abb. 7.5.: (a) Profile der Ladungsträgerdichten der p-Typ Probe extrahiert aus C-V-Messungen (Lila Symbole) und die mittels 1D-Poisson-Simulation [43] erhaltenen Profile (Linien) der Löcherdichte (Blau) und der Elektronendichte (Rot) unter der Annahme einer linearen Abstufung der AlGaN-Schicht auf dem GaN-Puffer. (b) Temperaturabhängige Hall-Messungen der p-Typ AlGaN-Gradientenschicht auf GaN-Puffer.

10^{16} und $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Mittels Hall-Messungen wird eine annähernd temperaturunabhängige Löcherdichte von etwa $3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ im Bereich von 80–350 K ermittelt. Im Vergleich zu Mg-dotiertem GaN wird in den abgestuften AlGaN-Schichten keine Abnahme der Ladungsträgerdichte mit abnehmender Temperatur beobachtet. Dies belegt, dass die Löcher und Elektronen in den g-AlGaN-Schichten hauptsächlich durch das elektrische Polarisationsfeld induziert werden.

Die Löcherbeweglichkeit von $1 - 2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ von $p1$ ist ungefähr eine Größenordnung niedriger als typische Werte für die Beweglichkeit in Mg-dotiertem GaN [20]. Um eine überzeugende Aussage zur Beweglichkeit von Löchern in g-AlGaN im Vergleich zu Mg-dotiertem GaN treffen zu können, müssen weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Der Vorteil von p-Typ g-AlGaN im Vergleich zu Mg-dotiertem GaN ist, dass die Beweglichkeits-mindernde Streuung an Mg-Ionen, vermieden wird. Jedoch reduziert in AlGaN Legierungstreuung (*alloy scattering*) die Beweglichkeit von Ladungsträgern. Beim Vergleich zwischen Mg-dotiertem GaN und p-Typ g-AlGaN sollte neben der Mg-Konzentration und der Löcherdichte auch die Kristallqualität mitberücksichtigt werden, da diese maßgeblichen Einfluss auf die Beweglichkeit der Ladungsträger hat.

7.4. Elektrische Charakterisierung von n-Typ und p-Typ PolFET

Die vier n-Typ Gradientenstrukturen n1, n2, n3 und n4 sowie die eine p-Typ Probe p1 werden wie typische HFET prozessiert und PolFET genannt. In Abbildung 7.6 (a) sind die Übertragungskennlinien der vier n-Typ-PolFETs dargestellt. Die maximale

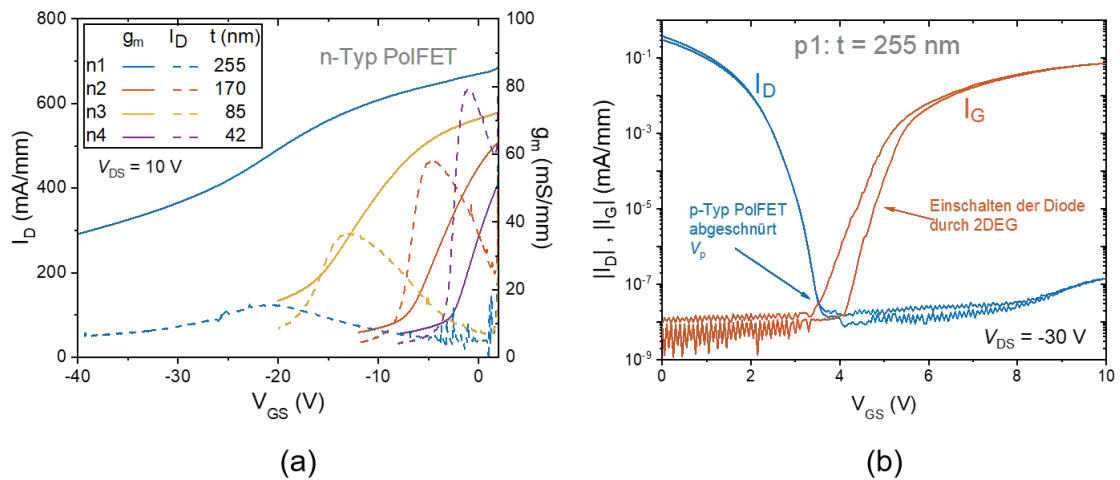


Abb. 7.6.: Übertragungskennlinien von g-AlGaIn/GaN PolFET (a) n-Typ und (b) p-Typ. Die unvollständige Abschnürung (*pinch-off*) der n-Typ PolFET ist auf die hohe Hintergrunddotierung des GaN-Puffers ($N_d \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) zurückzuführen. Der p-Typ PolFET weist zwar ein hohes An/Aus-Verhältnis von etwa 10^7 auf, allerdings führt das 2DEG in der Struktur zu einem hohen Gateleakstrom, sobald der p-Typ PolFET abschnürt.

Drainstromdichte I_{An} beträgt etwa 680 mA/mm bei $V_{GS} = 0$ V für n-Typ-PolFET n1 mit der dicksten (255 nm) g-AlGaIn-Schicht. Mit abnehmender Schichtdicke nimmt $|I_{An}|$ ab und beträgt für n4 mit der dünnsten (42 nm) g-AlGaIn-Schicht etwa 290 mA/mm. Die mittels Hall-Messungen bestimmte Elektronendichte n nimmt zwar mit abnehmender Dicke der g-AlGaIn-Schicht zu (s. Abb.7.5), jedoch steigt die effektive Schichtladungsdichte $p_s = p \cdot t$ von $8,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ für n4 bis auf $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ für n1 mit zunehmender Schichtdicke an. Dies erklärt die Zunahme von I_{An} mit steigender Dicke der g-AlGaIn-Schicht.

Dass die Steilheit g_m in Abbildung 7.6 (a) mit abnehmender Schichtdicke zunimmt ist darauf zurückzuführen, dass eine dünnere Schicht eine bessere Kontrolle bietet. Bei

allen vier PolFET vom n-Typ ist ein Abschnüren aufgrund der Hintergrundleitfähigkeit des n-Typs der GaN-Pufferschicht nicht möglich. Diese Hintergrunddotierung ($N_d \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ist auch in den CV-Messungen sichtbar (s. Abb. 7.3 (a)).

In Abbildung 7.6 (b) ist die Übertragungskennlinie des p-Typ-PolFET dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mit der Erschöpfung des Löcherkanals die mit dem 2DEG an der g-AlGaIn/GaN-Grenzfläche gebildete Diode einschaltet. Es wird jedoch eine vielversprechend hohe *on/off-ratio* von etwa 10^7 erreicht. Um das 2DEG an der Grenzfläche zur g-AlGaIn-Schicht zu vermeiden, ist ein AlGaIn-Puffer notwendig. Beginnt die g-AlGaIn-Schicht mit dem gleichen Al-Gehalt wie der AlGaIn-Puffer, so wird die abrupte Polarisationsänderung und damit das 2DEG zwischen g-AlGaIn-Schicht und Puffer vermieden.

8. Epitaxie und Charakterisierung von GaN/AlGaN-Heterostrukturen

In Kapitel 7 wurde gezeigt, dass ein p-Typ g-AlGaN/GaN-PolFET durch ein 2DEG negativ beeinträchtigt wird, da es zu einem hohen Gate-Leckstrom führt. In einem p-Kanal-Transistor der auf einer GaN/AlGaN/GaN-Heterostruktur basiert, existieren sowohl 2DHG als auch 2DEG und beeinflussen sich gegenseitig [26]. Um eine Heterostruktur oder Gradientenstruktur mit GaN und AlGaN zu bilden die zwar ein 2DHG oder eine Löcherdichte induziert aber kein 2DEG oder eine Elektronendichte wird ein AlGaN-Puffer benötigt.

Mittels MOVPE wurden p-GaN/uid-GaN-Schichten auf AlGaN-Puffern abgeschieden, um p-Kanal-MISHFET herzustellen und zu charakterisieren. Der dazu verwendete MOVPE-Prozess wird in Kapitel 8.1 vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 8.2 die strukturelle Charakterisierung aller Proben(-serien) zusammenfassend vorgestellt. Einfluss auf die 2DHG-Dichte kann in erster Linie über die Polarisationsdifferenz der GaN/Al_xGa_{1-x}N-Heterostruktur genommen werden, welche hauptsächlich durch den Al-Gehalt x_{Al} des AlGaN-Puffers bestimmt ist. Des Weiteren kann Gleichung 3.26 entsprechend durch die GaN-Dicke t_{GaN} Einfluss auf die 2DHG-Dichte genommen werden. In diesem Kapitel wird der Einfluss beider Abhängigkeiten auf die 2DHG-Eigenschaften (Kap. 8.3) und schließlich auf die Eigenschaften von MISHFET (Kap. 8.4) untersucht.

8.1. MOVPE-Prozess für p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostrukturen

Im Folgenden wird der MOVPE-Prozess für p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Strukturen (s. Abb. 8.1) vorgestellt. Dieser Schichtstapel stellt die Basisstruktur für die

Untersuchung der 2DHG-Eigenschaften und der Herstellung von p-Kanal-MISHFET in dieser Arbeit dar. Die Prozessparameter für die Abscheidung der p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Struktur sind in Tab. 8.1 aufgeführt. Für die Realisierung der

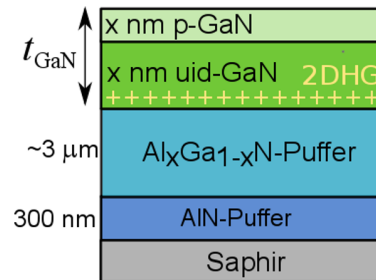


Abb. 8.1.: Allgemeiner Schichtaufbau einer p-GaN/uid-GaN/AlGaN/AlN-Struktur auf Saphir. Als GaN-Schichtdicke t_{GaN} wird die Summe der Schichtdicken von uid-GaN und p-GaN bezeichnet.

	Zeit (min)	Druck (mbar)	T (°C)	TMAI ($\mu\text{mol}/\text{min}$)	TMGa	V/III -
AlGaN-Puffer	240	75	1040	4 – 44	44	500-920
GaN-Kanal	0 – 5	75	1040	-	44	1015
p-GaN	2 – 3	200	900	-	44	1015

Tab. 8.1.: MOVPE-Prozess der p-GaN/GaN/AlGaN/-Strukturen auf AlN/Saphir.

GaN/AlGaN-Heterostrukturen wird auf den etwa 300 nm dicken AlN-Puffer (Kap. 4.2) ein etwa 3 μm dicker $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Puffer bei 1040 °C und 75 mbar abgeschieden. Anschließend wird die TMAI-Quelle geschlossen, sodass eine uid-GaN-Schicht (≤ 36 nm) folgt, welche auch als GaN-Kanal bezeichnet wird. Es wird von einer Verweildauer der Gase im Reaktor von ungefähr einer Sekunde ausgegangen. Daher wird bei einer AlGaN-Wachstumsrate < 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ aufgrund der Verweildauer kein signifikanter Übergangsbereich (> 1 nm) zwischen GaN und AlGaN erwartet. Das Wachstum der uid-GaN-Schicht wird durch das Schließen der TMGa-Quelle beendet und die MOVPE-Anlage auf die Wachstumsbedingungen für p-GaN eingestellt (s. Tab. 8.1). Die p-GaN-Kontaktschicht (10 – 20 nm) wird mit einem hinsichtlich der Kontakteigenschaften optimierten Cp_2Mg -Fluss von etwa 0,26 $\mu\text{mol}/\text{min}$ ($\text{Cp}_2\text{Mg}/\text{TMGa} \sim 0.5$ %) bei 200 mbar und 900 °C abgeschieden (s. Kap. 6). Die vergleichsweise niedrige Wachstumstemperatur für die Abscheidung von p-GaN wurde

gewählt, um die Diffusion von Mg in den uid-GaN-Kanal zu minimieren [116]. Während der Reaktor innerhalb von 90 s abkühlt, bleibt der NH_3 -Fluss zwischen der Abscheidung von uid-GaN und p-GaN bestehen, um eine Desorption von GaN zu minimieren [133]. Trotzdem werden wahrscheinlich einige wenige nm der uid-GaN-Schicht während der Wachstumsunterbrechung desorbiert [134]. Die Mg-Konzentration im p-GaN beträgt etwa $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (s. Kap. 6). Die molaren Flüsse während der Abscheidung von AlGaN sowie die Wachstumszeit von GaN-Kanal und p-GaN-Kontaktschicht für die einzelnen Proben(-serien) werden im nächsten Kapitel im direkten Vergleich mit dem ermittelten Al-Gehalt der AlGaN-Puffer und der GaN-Schichtdicken diskutiert.

8.2. Strukturelle Charakterisierung von GaN/AlGaN-Strukturen mittels XRD

In diesem Abschnitt wird die strukturelle Charakterisierung der abgeschiedenen GaN/AlGaN-Heterostrukturen mittels HRXRD zusammenfassend vorgestellt. Die wichtigsten strukturellen Parameter einer GaN/AlGaN-Heterostruktur sind die Zusammensetzung von AlGaN sowie die Dicke und die Verspannung der beiden beteiligten Schichten. Um die Zusammensetzung und Verspannung der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Pufferschichten sowie die Verspannung der GaN-Schichten zu bestimmen, werden an allen Heterostrukturen mittels HRXRD reziproke Raumkarten für die (004), (105) und (204)-Reflexe aufgenommen. Für jede Probe werden die c - und a -Gitterparameter aus den (105)-Reflexen berechnet und verwendet, um den Al-Gehalt x_{Al} (s. Gl.5.31) und die Relaxation (Gl. 2.8) des AlGaN-Puffers auf dem AlN-Puffer r_{AlGaN} und die Relaxation der GaN-Schichten auf dem AlGaN-Puffer r_{GaN} zu ermitteln. Die p-GaN und uid-GaN Schichten können in den vorgenommenen XRD-scans nicht unterschieden werden (s. Abb. 8.3 und Abb. 8.2). Um die Gesamtdicke der GaN-Schichten t_{GaN} zu ermitteln, wird für jede Probe ein HRXRD 2θ - ω -Scan durchgeführt und jeweils eine Simulation an die Pendellösungen um den GaN-Peak angepasst. Bei den drei Wachstumsserien variiert entweder die GaN-Schichtdicke t_{GaN} (T-Serie) oder der Al-Gehalt (B- und C-Serie) zwischen den Proben einer Serie. In Abb. 8.2 sind die 2θ - ω -Scans der Proben der T-Serie (a) und B-Serie (b) dargestellt. Die mittels HRXRD ermittelten t_{GaN} und x_{Al} werden für die Wachstumsserien im Folgenden kapitelweise besprochen. An dieser Stelle sollen die 2θ - ω -scans eine qualitative

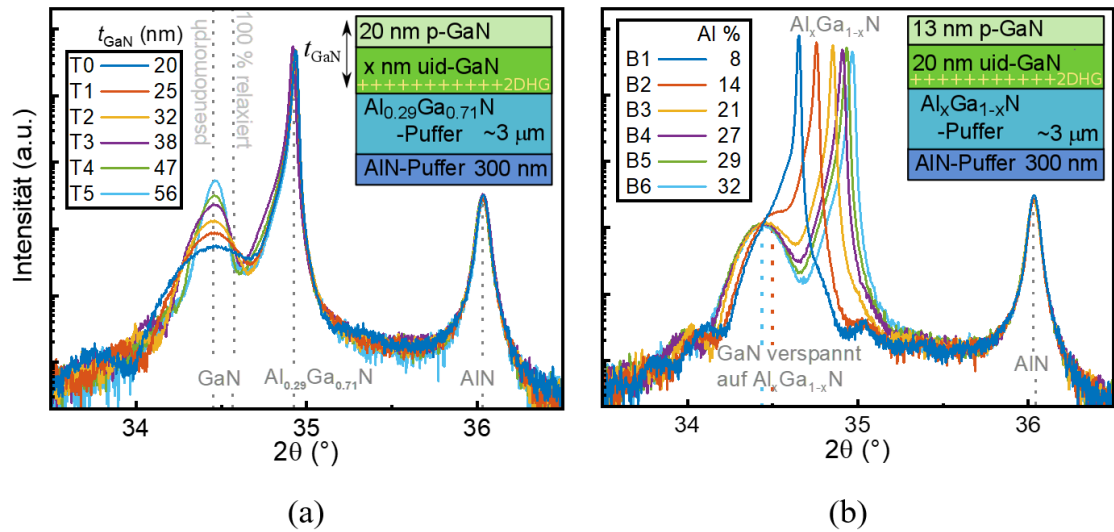


Abb. 8.2.: HRXRD 2θ - ω -scan für die Bestimmung der Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} für (a) die Proben der T-Serie in denen die Dicke der uid-GaN-Schicht variiert und (b) die Proben der B-Serie, die sich durch den Al-Gehalt im AlGa_xN-Puffer unterscheiden.

Übersicht über die Probenserien bieten. Bei allen Proben weist der AlN-Puffer die gleiche Winkelposition des (002)-Reflexes auf, wodurch eine hohe Reproduzierbarkeit durch das MOVPE-System belegt wird. Die Positionen der (002)-Peaks von GaN entsprechen verspanntem GaN. Die genaue Analyse der Verspannung bzw. Relaxation erfolgt anhand von RSM.

8.2.1. Variation der GaN-Schichtdicke – T-Serie

Anhand von Serie T wird der Einfluss der GaN-Kanaldicke auf die strukturellen Eigenschaften und die 2DHG Eigenschaften analysiert. Der Präkursor-Fluss der MOs bei der Abscheidung der AlGaN-Puffer beträgt für alle Proben der T-Serie $\text{TMGa} = 43,9 \mu\text{mol}/\text{min}$ und $\text{TMAI} = 34,9 \mu\text{mol}/\text{min}$. Aus den (105)-RSM (Abb. 8.3) wird für alle Proben der T-Serie ein Al-Gehalt von $x_{\text{Al}} \approx 0,29$ im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Puffer bestimmt (s. Tab. 8.2). Neben dem nominell gleichen $\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{N}$ -Puffer besitzen die Proben der T-Serie eine nominell gleiche p-GaN Kontaktschicht von ca. 20 nm. Innerhalb der T-Serie

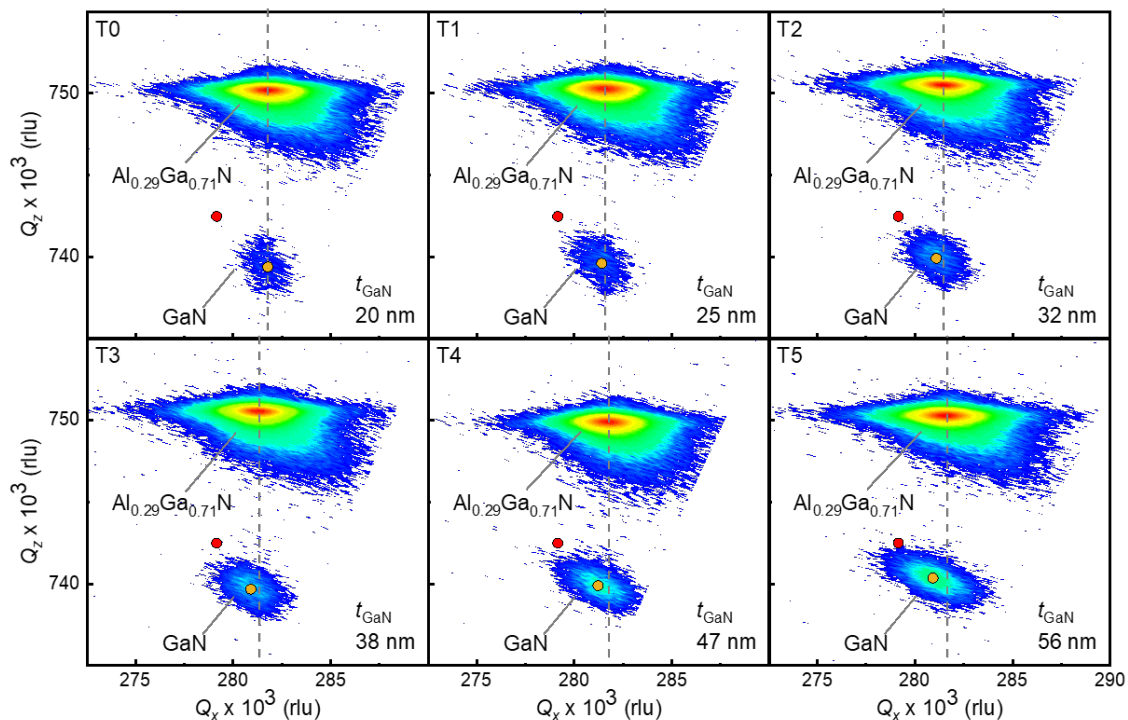


Abb. 8.3.: HRXRD (105)-RSM von GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Strukturen der Proben der T-Serie. Die gelben und roten Punkte zeigen die Positionen von verspannten, d.h. gemessenem und relaxiertem GaN an. Die gestrichelte Linie bei der Q_x -Koordinate des AlGaN-peaks dient dazu pseudomorphes Wachstum bzw. Relaxation der GaN-Schichten optisch besser beurteilen zu können.

unterscheiden sich die Proben nominell lediglich durch die Dicke der uid-GaN-Schicht. In Tabelle 8.2 ist der mittels XRD ermittelte Al-Gehalt x_{Al} , die Relaxation der AlGaN-Schicht r_{AlGaN} und der GaN-Schicht r_{GaN} sowie die GaN-Schichtdicke t_{GaN} für jede Probe der T-Serie aufgelistet. Zusätzlich ist die Wachstumszeit ($GT_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$)

Probe	x_{Al} (%)	r_{AlGaN} (%)	t_{GaN} (nm)	r_{GaN} (%)	$GT_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$ (s)
T0	29,3	81,1	20	0,0	0
T1	28,8	83,8	25	7,0	45
T2	28,7	87,3	32	14,2	90
T3	29,5	88,2	38	15,4	150
T4	28,5	83,2	47*	18,5	220
T5	28,8	83,7	56*	24,2	300

Tab. 8.2.: Per HRXRD ermittelte strukturelle Parameter der T-Proben. Der Al-Gehalt x_{Al} , die Relaxation der AlGaN-Schicht r_{AlGaN} und der GaN-Schicht r_{GaN} werden aus (105)-RSM ermittelt. Die GaN-Schichtdicke t_{GaN} wird anhand von 2θ - ω -scan bestimmt. Der molare Fluss der MO bei der Epitaxie der AlGaN-Puffer beträgt für alle Proben der T-Serie $\text{TMGa} = 43,9 \mu\text{mol}/\text{min}$ und $\text{TMAI} = 34,9 \mu\text{mol}/\text{min}$. Mit * markierte Werte, t_{GaN} von T4 und T5 wurden aus der Wachstumszeit des uid-GaN $GT_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$ und einer anhand von T1, T2 und T3 bestimmten Wachstumsrate (s. Abb.8.4) berechnet. Die Dicke der p-GaN-Kontaktschicht beträgt für alle T-Proben $t_{\text{GaN}}^{\text{p}} = 20 \text{ nm}$.

der uid-GaN-Schicht angegeben. Die GaN-Dicke t_{GaN} wurde aus Simulationen von 2θ - ω -Scans für die vier Proben T0 – T3 bestimmt (s. Abb. 8.2). Für Probe T0 wurde kein uid-GaN abgeschieden. Das bedeutet die ermittelte GaN-Schichtdicke entspricht der Dicke der p-GaN-Kontaktschicht ($t_{\text{GaN}}^{\text{p}} = 20 \text{ nm}$). Die p-GaN-Kontaktschicht wird für alle Proben der T-Serie als identisch angenommen, sodass $t_{\text{GaN}}^{\text{uid}} = t_{\text{GaN}} - 20 \text{ nm}$ gilt. Für $t_{\text{GaN}} > 40 \text{ nm}$, Probe T4 und T5 sind keine Pendellösungen in den 2θ - ω -Scans erkennbar, obwohl sie aufgrund der Schichtdicke erkennbar sein sollten. Zu erklären ist dies durch die Relaxation, wodurch die Grenzflächen der Schicht verschlechtert werden können. Durch Auftragung der uid-GaN-Schichtdicke $t_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$ gegen die Wachstumszeit von uid-GaN $GT_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$ für die dünneren Schichten (s. Abb. 8.4), kann mittels linearer Regression eine Wachstumsrate bestimmt werden, um die Dicke der dickeren Schichten ($> 40 \text{ nm}$) in Tabelle 8.2 anhand der jeweiligen Wachstumszeit von uid-GaN zu berechnen. In Abbildung 8.4 ist der Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der y-Achse $< 2 \text{ nm}$. Dies bestätigt die Annahme, dass nur wenige nm uid-GaN während der Wachstumsunterbrechung zwischen uid-GaN und p-GaN desorbiert werden.

Die roten Punkte in den (105)-RSM in Abb. 8.3 zeigen jeweils die Position von vollständig relaxiertem (spannungsfreiem) GaN an. Obwohl die Intensität des GaN-peaks für Probe T0 mit $t_{\text{GaN}} = 20 \text{ nm}$ (nur p-GaN) sehr gering ist, ist deutlich zu erkennen, dass

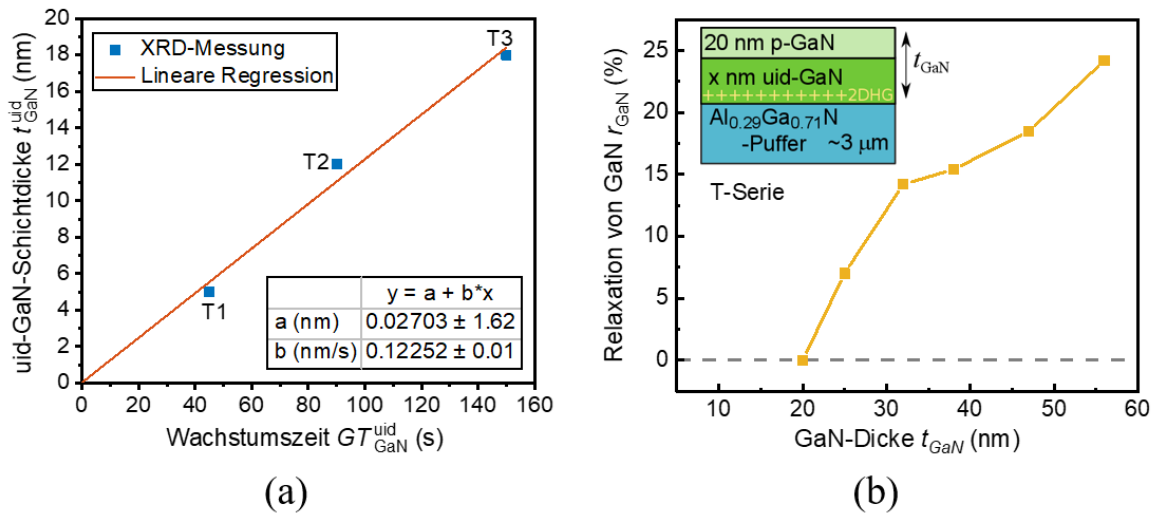


Abb. 8.4.: (a) Mittels HRXRD ermittelte uid-GaN-Schichtdicke von T1, T2 und T3 in Abhängigkeit der Wachstumszeit $GT_{\text{GaN}}^{\text{uid}}$. Es gilt $t_{\text{GaN}}^{\text{uid}} = t_{\text{GaN}} - 20$ nm. Die mittels linearer Regression bestimmte Wachstumsrate wird benutzt um t_{GaN} für T4 und T5 zu berechnen. (b) Mittels HRXRD ermittelte Relaxation von GaN r_{GaN} gegen die GaN-Dicke t_{GaN} für alle Proben der T-Serie.

die GaN-Schicht pseudomorph auf dem $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$ -Puffer ist (Abb. 8.3). Bei Probe T1 mit der dünnsten uid-GaN-Schicht von 5 nm und damit einer Gesamtschichtdicke von uid-GaN und p-GaN von $t_{\text{GaN}} = 25$ nm ist bereits Relaxation ~ 7 % zu erkennen. Bei Probe T5 mit $t_{\text{GaN}} = 56$ nm beträgt die Relaxation fast 25 %. Es ist zu beachten, dass für uid-GaN und p-GaN unterschiedliche Wachstumsbedingungen gewählt wurden. Es ist allgemein bekannt, dass Wachstumsbedingungen sowie Fremdstoffdotierung den Spannungszustand in epitaktisch abgeschiedenen Schichten beeinflussen [35]. Zusammenfassend wird geschlussfolgert, dass die Obergrenze für die kritische GaN-Dicke auf AlGaN mit $x_{\text{Al}} \approx 0,29$ bei etwa 25 nm liegt, bevor eine signifikante Relaxation eintritt. Die Auswirkungen der Relaxation auf die elektrischen Eigenschaften der T-Proben werden in Kapitel 8.3.2 diskutiert.

8.2.2. Variation der AlGa_xN-Zusammensetzung – B- und C-Serie

Um den Einfluss des Al-Gehalts x_{Al} in der Pufferschicht auf die 2DHG-Dichte, Löcherbeweglichkeit sowie die DC-Eigenschaften von MISHFET zu analysieren wurden zwei Probenserien hergestellt und charakterisiert. Bei diesen beiden Serien, B- und C-Serie wurde bei der Epitaxie des AlGa_xN-Puffers ein TMGa-Fluss von etwa 44 $\mu\text{mol}/\text{min}$ verwendet. Mittels TMAI-Fluss (4 – 44 $\mu\text{mol}/\text{min}$) wird der Al-Gehalt x_{Al} von 7,5 % bis 31,7 % eingestellt (Tab. 8.2). Die für die Analyse verwendeten (105)-RSM sind in Abbildung 8.5 beispielhaft für die drei Proben der B-Serie gezeigt. Die gesamte

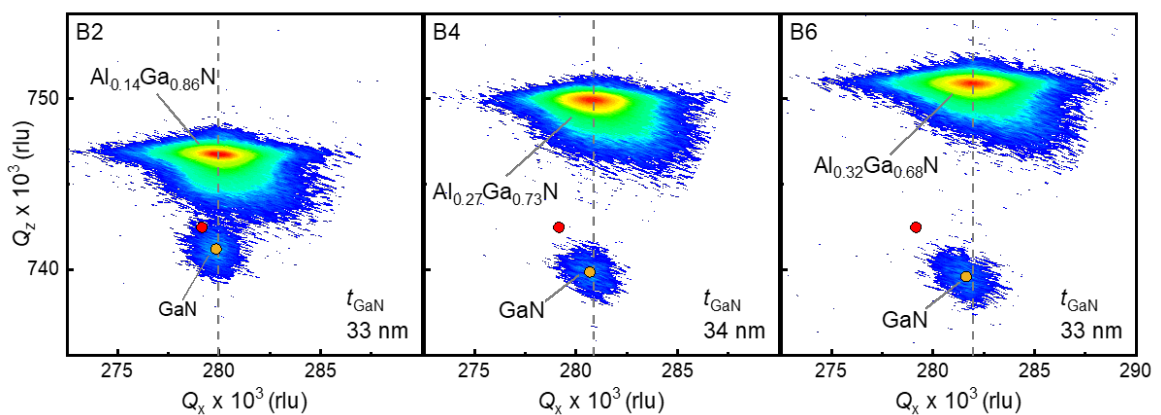


Abb. 8.5.: HRXRD (105)-RSM von GaN/Al_xGa_{1-x}N-Strukturen der Proben B2, B4 und B6 der B-Serie. Die gelben und roten Punkte zeigen die Positionen von verspannten, d.h. gemessenem und relaxiertem GaN an. Die gestrichelte Linie bei der Q_x -Koordinate des AlGa_xN-peaks dient dazu pseudomorphes Wachstum bzw. Relaxation der GaN-Schichten optisch besser beurteilen zu können.

Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} (uid-GaN + p-GaN) für die Proben B1–B6, bestimmt durch Simulationen der in Abb. 8.2 (b) dargestellten 2θ - ω -scans, liegt im Bereich von 33 – 34 nm und für die Probenserie C im Bereich von 37 – 39 nm (s. Tab. 8.3). Alle Proben der B- und C-Serie besitzen einen 20 nm dicken uid-GaN-Kanal, sodass sich für die Dicke der p-GaN-Kontaktschicht der B-Proben etwa 13 nm und für die C-Proben etwa 20 nm ergeben. Das bedeutet, innerhalb der B- oder C-Serie unterscheiden sich die Proben nominell lediglich durch den Al-Gehalt der AlGa_xN-Pufferschicht.

Anhand der (105)-RSM kann nur für den niedrigsten Al-Gehalt von ca. 8 % bei B1 und C1 vollständig pseudomorphes Wachstum, d.h. $r_{\text{GaN}} = 0$, bestimmt werden. Für alle anderen Proben der B- und C-Serie ergeben sich aus den Positionen der

8.2. Strukturelle Charakterisierung von GaN/AlGaN-Strukturen mittels XRD

Probe	TMAI $\mu\text{mol}/\text{min}$	TMAI/TMGa -	x_{Al} (%)	r_{AlGaN} (%)	t_{GaN} nm	r_{GaN} %
B1	4,4	0,1	7,5	92,7	33	0,0
B2	8,7	0,2	14,2	96,2	34	2,8
B3	17,5	0,4	20,9	85,2	34	1,8
B4	26,2	0,6	26,7	94,6	33	2,6
B5	34,9	0,8	29,1	80,9	34	4,7
B6	43,6	1	31,7	80,4	33	15,2
C1	4,4	0,1	7,7	94,7	39	0,0
C2	8,7	0,2	14,6	97,0	39	5,1
C3	17,5	0,4	21,3	96,3	37	9,2
C4	26,2	0,6	26,5	89,3	39	12,6
C5	34,9	0,8	29,5	88,2	38	15,4

Tab. 8.3.: Übersicht über die Proben der B- und C-Serie. Der Al-Gehalt x_{Al} in der AlGaN-Schicht wird über den TMAI-Fluss eingestellt. Der TMGa-Fluss ist bei allen Proben gleich und beträgt $\text{TMGa} = 43,9 \mu\text{mol}/\text{min}$. Al-Gehalt x_{Al} , GaN-Gesamtdicke t_{GaN} , Relaxation des AlGaN-Puffers r_{AlGaN} und der GaN-Schichten r_{GaN} , extrahiert aus HRXRD-RSM und 2θ - ω -Scans.

GaN- und AlGaN-peaks in den (105)-RSM Relaxationsgrade $> 0 \%$ (vgl. Abb. 8.5). Die Relaxationsgrade der Proben der B- und C-Serie sind in Abbildung 8.6 (b) zusammengefasst. Es stellt sich heraus, dass der Relaxationsgrad der GaN-Schichten r_{GaN} für die höchsten Al-Gehalte von ca. 30 % signifikant auf etwa 15 % ansteigt (s. Abb. 8.6 (b)). Diese Beobachtung steht nicht nur im Einklang mit dem zunehmenden Unterschied zwischen den Gitterparametern von GaN und AlGaN mit größerem x_{Al} in der Pufferschicht, sondern auch mit dem zunehmenden Unterschied zwischen den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaN und AlGaN [135]. Für die C-Serie ergibt sich im Vergleich zu der B-Serie ein größerer Relaxationsgrad, was auf die größere Dicke der p-GaN-Kontaktschicht zurückzuführen ist.

Alle untersuchten Proben sind rissfrei und die hohe Qualität der AlGaN-Pufferschichten spiegelt sich in den FWHM-Werten (engl. full width half maximum) des (002)-Reflexes $\leq 550 \text{ arcsec}$ und des (102) Reflexe von etwa 1500 arcsec für alle Proben wieder. Diese Werte sind zwar höher und die Kristallqualität dementsprechend schlechter als jene, die auf AlN-Substraten erreichbar ist [136, 137]. Im Vergleich zu AlGaN-Pufferschichten die auf Fremdsubstraten wie Saphir [138–140] oder Silizium [141] abgeschieden wurden, sind die hier präsentierten Werte jedoch

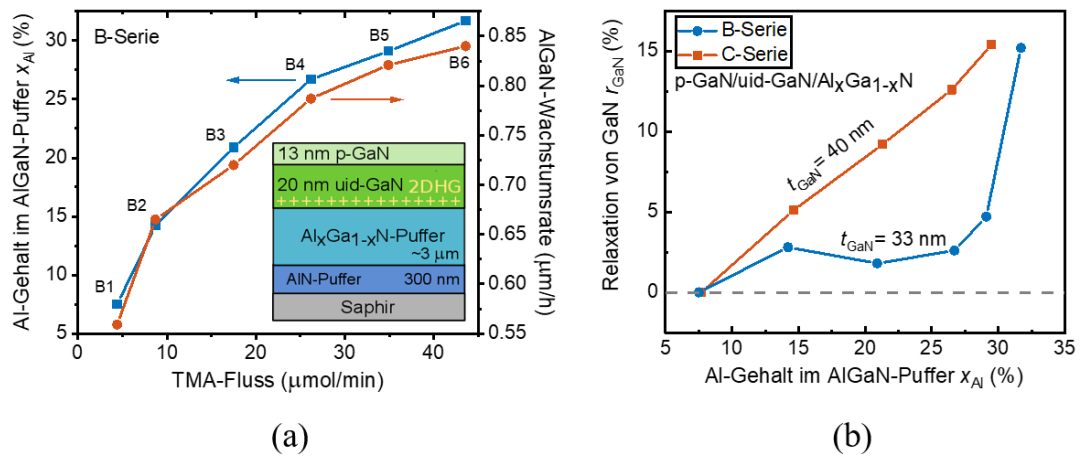


Abb. 8.6.: Mittels HRXRD ermittelte Relaxation von GaN r_{GaN} gegen (a) die GaN-Dicke t_{GaN} (T-Serie) und (b) in Abhängigkeit des Al-Gehaltes x_{Al} der AlGa_N-Pufferschicht für alle Proben der B- und C-Serie.

durchaus konkurrenzfähig. Trotz ihrer großen Dicke von etwa 3 μm wird mittels HRXRD nur eine unvollständige Relaxation der AlGa_N-Puffer auf den AlN-Puffern festgestellt, mit $r_{\text{AlGa}_N} = 77\text{--}96\%$. Die verbleibende Spannung in den AlGa_N-Puffern ist wahrscheinlich auf die thermische Fehlanpassung zwischen dem Saphir-Substrat und den Nitridschichten zurückzuführen [142].

8.3. Elektrische Charakterisierung von 2DHG-Eigenschaften

Die Eigenschaften des 2DHG, die Löcherdichte p_s und die Beweglichkeit μ_p , werden mithilfe von Hall- und Van-der-Pauw-Messungen bestimmt. Im Folgenden werden die 2DHG-Eigenschaften der in Kapitel 8.2 vorgestellten p-GaN/GaN/AlGaN-Heterostrukturen kapitelweise vorgestellt und diskutiert. Zunächst wird der Einfluss der p-GaN-Kontaktschicht auf 2DHG-Eigenschaften analysiert.

Die Ni/Au-Kontakte auf allen p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostrukturen weisen einen niedrigen spezifischen Kontaktwiderstand $\rho_c \leq 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ auf, der es ermöglicht Transistoren herzustellen (mehr dazu im Anhang A.5).

8.3.1. Einfluss der p-GaN-Kontaktschicht auf 2DHG-Eigenschaften

Als Referenzprobe wird eine $d = 20$ nm dicke p-GaN-Schicht charakterisiert, welche auf einem uid-GaN-Puffer unter den gleichen Wachstumsbedingungen wie die in den p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Proben verwendete p-GaN-Kontaktschicht abgeschieden wurde (s. Kap. 8.1). Die Hall-Messung an der p-GaN/GaN-Puffer-Struktur ergibt eine Löcherdichte von $p_s = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und eine Löcherbeweglichkeit von $\mu_p = 4,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Wird jegliche Oberflächenverarmung vernachlässigt, ergibt sich daraus eine Löcherdichte von $p = p_s/d = 6,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Unter der Annahme einer Ionisierungsenergie von $E_A = 170 \text{ meV}$ für den Mg-Akzeptor [51, 143] entspricht dieser Wert einer Mg-Konzentration von $N_A = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Effizienz der Ionisation von etwa 2,2 % bei Raumtemperatur. Solch eine Mg-Konzentration ist ausreichend groß, um die Herstellung ohmscher Kontakte zu p-GaN bzw. zu einem 2DHG zu ermöglichen [85, 117].

Um ein besseres Verständnis der Auswirkungen der p-GaN-Kontaktschicht auf die 2DHG-Dichte p_s zu erhalten, werden Simulationen der Banddiagramme und Berechnungen der freien Löcherdichten $p = p_s/d$ unter Verwendung der Simulationssoftware TCAD [144] durchgeführt. Exemplarisch sind das Banddiagramm sowie die Löcherdichte für eine Struktur, die der Probe B4 ($x_{\text{Al}} = 0,27$ und $t_{\text{GaN}} = 33 \text{ nm}$, vgl. Tab. 8.3) entspricht, in Abbildung 8.7 gezeigt (blau). Zusätzlich wird die gleiche Struktur ohne p-GaN-Schicht simuliert (rot, $t_{\text{GaN}} = 20 \text{ nm}$). Diese entspricht der Struktur der Probe nach der Ätzung der p-GaN-Kontaktschicht. Zum Vergleich ist eine uid-GaN/AlGaN-Struktur mit der gleichen GaN-Dicke $t_{\text{GaN}} = 33 \text{ nm}$ wie B4

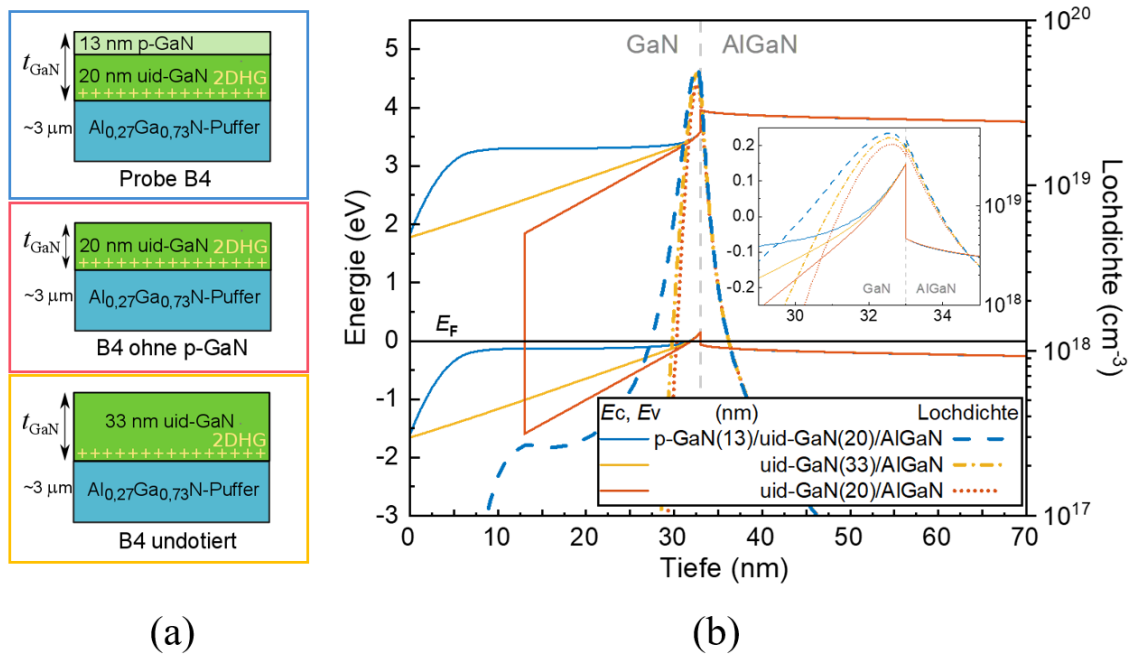


Abb. 8.7.: Mit TCAD [144] simulierte Banddiagramme und Löcherdichten einer GaN/AlGaN-Heterostruktur mit (blau) und ohne (rot) p-GaN-Kontaktschicht für Probe B4 ($x_{\text{Al}} = 26,7\%$). Zusätzlich ist eine undotierte Referenz mit der gleichen GaN-Dicke wie B4 gezeigt (gelb). Des Weiteren ist ein Ausschnitt enthalten, der den Bereich hervorhebt, indem das Valenzband über dem Fermi-Niveau liegt.

aber nominell undotiert abgebildet (gelb). Bei den Simulationen werden für die Werte der *Band-Offsets* der GaN/AlGaN-Heterostruktur neuere Daten aus [145] verwendet. Ansonsten werden die in TCAD [144] voreingestellten Materialparametern verwendet. Für das Oberflächenpotential wird $\phi_s = 1,6\text{ eV}$ [45] genutzt. Des Weiteren werden für die Simulation die per XRD bestimmten strukturellen Parameter wie die Zusammensetzung der AlGaN-Schicht sowie die Dicke und Relaxation des GaN-Kanals (s. Kap. 8.2) berücksichtigt. Die theoretisch zu erwartenden Löcherdichten werden durch Integration der simulierten Ladungsträgerprofile über die gesamte GaN-Schicht und 10 nm tief in die AlGaN-Pufferschicht bestimmt. Anzumerken ist, dass das Oberflächenpotential von den Wachstumsbedingungen und der Oberflächenpräparation abhängt [146, 147]. Für die hier betrachteten GaN-Dicken und den Al-Gehalt entsprechen Variationen von $\Delta\phi_s = \pm 0,5\text{ eV}$ Löcherdichten von $\Delta p_s \approx 1,5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$. In dem Bereich, in dem das Valenzband E_V über dem Fermi-Niveau E_F liegt (s. Abb. 8.7), wird ein 2DHG induziert.

Die simulierten Profile der Ladungsträgerkonzentration zeigen, dass die Mg-Dotierung in der GaN-Schicht nicht nur die freie Löcherdichte in der GaN-Schicht erhöht, sondern auch die im 2DHG (vgl. blau und gelb in Abb. 8.7). Das heißt die Mg-dotierte Kontaktschicht fügt dem 2DHG zusätzliche Ladungsträger zu, ähnlich der Akkumulation von Elektronen in einem 2DEG in einer konventionellen, dotierten AlGaAs/GaAs-HEMT-Struktur [148]. Folglich wird die 2DHG-Dichte wesentlich höher sein, wenn eine p-GaN-Kontaktschicht vorhanden ist, als ohne eine p-GaN-Kontaktschicht. Aufgrund der zusätzlichen Löcher, die von den Mg-Akzeptoren in das 2DHG übertragen werden, ist die Effizienz der Ionisation von Mg in GaN verbessert. Die gesamte Löcherdichte in einer Heterostruktur einschließlich der Kontaktschicht ist höher als die Summe der Löcherdichten des 2DHG in einer Struktur ohne p-GaN-Kontaktschicht und der p-GaN-Kontaktschicht. Vergleicht man die in Abbildung 8.7 gezeigten Löcherdichten für die dotierte Struktur (blau) und die undotierte (gelb) bei gleicher GaN-Gesamtdicke (33 nm) ergibt sich nach Integration eine Löcherdichte von $p_s(\text{dotiert}) = 1,32 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bzw. $p_s(\text{undotiert}) = 0,99 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Dies entspricht einer Steigerung von mehr als 30 %. Die Differenz in der Löcherdichte zwischen undotierter und dotierter Probe bei gleicher Gesamtdicke der GaN-Schicht(en) übersteigt somit den an der Referenzprobe ermittelten Wert für die Löcherdichte $p_s = 0,13 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei weitem. Zusammenfassend bedeutet dies, dass eine Korrektur der Gesamtlöcherdichte nur durch Berücksichtigung der Paralleleitfähigkeit der p-GaN-Kontaktschicht wie z.B. in [55] zu einem abweichendem Ergebnis für die 2DHG-Eigenschaften führt. In den folgenden Abschnitten werden die Hall-Messergebnisse für die Proben der einzelnen Serien mit TCAD-Simulationen verglichen und in Abhängigkeit der strukturellen Parameter diskutiert.

8.3.2. Einfluss der uid-GaN-Schichtdicke auf 2DHG-Eigenschaften

Dieses Kapitel diskutiert die Ergebnisse der Hall-Messungen an den sechs Proben der T-Serie. Innerhalb der T-Serie unterscheiden sich die p-GaN/uid-GaN/ $\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{N}$ -Heterostrukturen (s. Abb. 8.8 (a)) nominell lediglich durch die Dicke der uid-GaN-Schicht (s. Tab. 8.2). Die Dicke der verwendeten p-GaN-Kontaktschicht beträgt bei jeder Probe der T-Serie etwa 20 nm. Aufgrund der unterschiedlichen Gitterparameter von GaN und AlGa_{0,29}N wird beim epitaktischem Wachstum von GaN auf einem relaxiertem AlGa_{0,29}N-Puffer die GaN-Schicht kompressiv auf dem AlGa_{0,29}N verspannt. Einerseits ist diese Verspannung förderlich,

da sie eine piezoelektrische Polarisierung in der GaN-Schicht induziert, welche die 2DHG-Dichte erhöht (Kap. 2.1.2). Andererseits wird ab einer bestimmten kritischen Schichtdicke die durch die Verspannung erzeugte Energie so groß, dass sie zu Relaxation, das heißt Spannungsabbau unter Bildung von Versetzungen, führt [78]. Mit zunehmender Relaxation der GaN-Schicht wird dementsprechend eine Verringerung der piezoelektrischen Polarisierung und infolge auch der 2DHG-Dichte erwartet [10]. Zusätzlich nimmt mit zunehmender Relaxation die Kristallqualität ab, da Versetzungen Defekte darstellen, welche die Beweglichkeit von Ladungsträgern verringern. Das bedeutet, dass sich eine Erhöhung der GaN-Dicke über die kritische Schichtdicke für das Auftreten von Relaxation hinaus nachteilig auf die Löcherdichte und Löcherbeweglichkeit auswirkt. Andererseits sollte die uid-GaN-Schicht in der p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Struktur möglichst dick sein, um eine möglichst große Entfernung zwischen 2DHG und den Mg-Akzeptoren im p-GaN zu bewerkstelligen. Mg im Bereich des 2DHG verringert die Beweglichkeit des Löchergases aufgrund von Streuung an ionisierten Störstellen [67]. Es ist zu berücksichtigen, dass Mg in GaN bei Wachstumstemperaturen diffundiert und somit anteilig in den nominell undotierten GaN-Kanal gelangt [67, 116].

Die Ergebnisse der Hall-Messungen der Löcherdichte p_s und Löcherbeweglichkeit μ_p für die Proben der T-Serie sind in Abbildung 8.8 als Funktion der gesamten GaN-Dicke t_{GaN} einschließlich der p-GaN-Kontaktschicht (20 nm) zusammengefasst. Zusätzlich ist die anhand von TCAD-Simulationen [144] bestimmte theoretische Löcherdichte mit und ohne 20 nm p-GaN-Kontaktschicht aufgetragen. Der Theorie entsprechend (Gl. 3.19 in Kap. 3) wird für die Löcherdichte p_s eine $1 - 1/t_{\text{GaN}}$ -Abhängigkeit, mit anderen Worten ein asymptotischer Anstieg, erwartet. Diese Abhängigkeit ist am deutlichsten anhand der theoretischen Kurve für die GaN/AlGaN-Struktur ohne Dotierung erkennbar (rote gestrichelte Linie in Abb. 8.8 (b)). Anhand des Kurvenverlaufs ist außerdem zu erkennen, dass für die hier betrachtete AlGaN-Puffer-Schicht mit $x_{\text{Al}} = 0,29$ die kritische Schichtdicke für die Bildung eines 2DHG bei etwa $t_{2\text{DHG}} = 6,5$ nm liegt. Mit zunehmender Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} von 20 nm bis zu 32 nm steigt die an den Proben der T-Serie gemessene Löcherdichte p_s von $1,55 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ auf $1,65 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ geringfügig an (Abb. 8.8), bevor sie bei größeren Dicken $t_{\text{GaN}} > 32$ nm aufgrund von Relaxation abfällt. Infolge der Mg-Dotierung ist die Abhängigkeit der 2DHG-Dichte p_s von der GaN-Schichtdicke t_{GaN} sehr gering und unter Berücksichtigung der Dotierung der p-GaN-Kontaktschicht (blaue gestrichelte Linie) liegt das theoretische Ergebnis nahe

T-Serie: Variation der uid-GaN-Schichtdicke

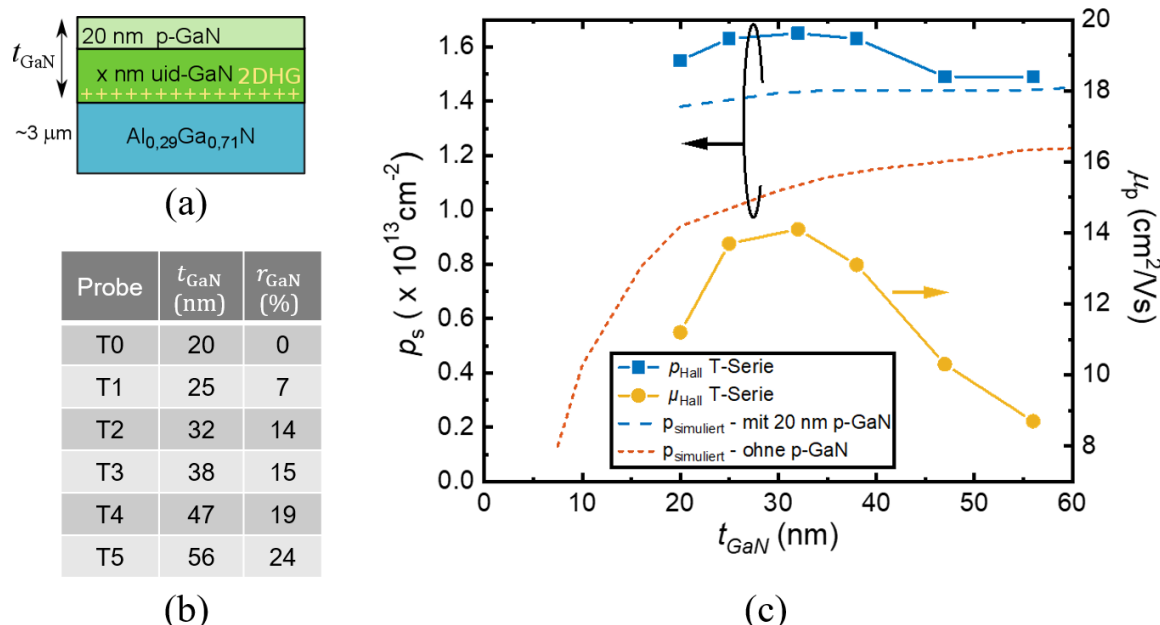


Abb. 8.8.: T-Serie. (a) Schematischer Epitaxie-Stapel. (b) Mittels HRXRD ermittelte GaN-Schichtdicke t_{GaN} und deren Relaxationsgrad r_{GaN} . (c) Löcherdichte p_s und -beweglichkeit μ_p in Abhängigkeit der Dicke der gesamten GaN-Schicht t_{GaN} für die Proben der T-Serie, bestimmt durch Hall-Messungen bei RT. Die gestrichelten Linien zeigen die berechnete Löcherdichte ohne (rot) und mit 20 nm p-GaN-Schicht (blau).

an dem Messergebnis.

Aufgrund einer größeren räumlichen Trennung des 2DHG von den ionisierten Mg-Akzeptoren mit größerer uid-GaN-Dicke in p-GaN/uid-GaN/AlGaIn-Strukturen wird erwartet, dass die Löcherbeweglichkeit mit zunehmender (uid-)GaN-Schichtdicke zu höheren Werten tendiert. Bis zu einer Gesamtdicke t_{GaN} von ca. 32 nm ist nur eine geringe Zunahme zu erkennen. Durch eine uid-GaN-Schicht von ca. 12 nm ($t_{\text{GaN}} = 32 \text{ nm}$) zwischen p-GaN-Schicht und AlGaIn-Puffer wird die Beweglichkeit von $11 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für T0 um etwa 20 % auf etwa $14 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für T1 erhöht. Eine Erhöhung der uid-GaN-Dicke über 32 nm hinaus führt zu einer deutlichen Verringerung der Beweglichkeit. Dies wird durch die in Kap. 8.2 diskutierte Abnahme der Kristallqualität infolge von Relaxation bei Überschreitung der kritischen Schichtdicke von GaN auf AlGaIn verursacht (s. Abb. 8.8 (b)).

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Schichtdicke der uid-GaN und p-GaN-Schicht in der p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Struktur begrenzt ist. Für die untersuchte Struktur mit einem Al-Gehalt von ca. 29 % belegen die XRD-Ergebnisse, dass Relaxation bereits bei $t_{\text{GaN}} \geq 25$ nm auftritt ($r_{\text{GaN}} \approx 7$ %, Kap. 5). Die 2DHG-Dichte und Beweglichkeit weisen ein Maximum bei einer Gesamtdicke von uid-GaN und p-GaN Schicht t_{GaN} von etwa 32 nm auf (s. Abb. 8.8 (c)). Für $t_{\text{GaN}} > 40$ nm nehmen sowohl Dichte als auch Beweglichkeit des 2DHG wegen der Relaxation deutlich ab. Infolge sollte diese Schichtdicke nicht überschritten werden. Da die Gitterfehlpassung zwischen GaN und AlGaN mit steigendem Al-Gehalt zunimmt, muss die Gesamtdicke der uid-GaN und p-GaN Schichten umso kleiner gewählt werden, je höher der Al-Gehalt im AlGaN-Puffer ist, um Relaxation zu vermeiden. Andererseits bietet ein niedrigerer Al-Gehalt die Möglichkeit die GaN-Schichten dicker zu wachsen ohne das Relaxation auftritt.

8.3.3. Einfluss der (p-)GaN-Ätztiefe auf 2DHG-Eigenschaften

Hier werden die Auswirkungen der unterschiedlichen GaN-Schichtdicken t_{GaN} und des Ätzprozesses auf die 2DHG-Eigenschaften und in Kapitel 8.4.2 auf das Verhalten von p-Kanal MISHFET untersucht. Als Basis dient Probe E0, ein vollständiger 2-Zoll Saphir-Wafer, auf dem eine p-GaN/GaN/Al_{0,29}Ga_{0,71}N/AlN Heterostruktur abgeschieden wurde. Die Ergebnisse der strukturellen Charakterisierung sind in Tabelle 8.3 aufgelistet (vgl. Kap. 8.2). Der vollständige Epitaxiestapel ist in Abb. 8.9 (a) dargestellt. Die Heterostruktur besteht aus einer 14 nm dicken p-GaN-Kontaktschicht, einem 20 nm uid-GaN-Kanal und einem ca. 3 μm dicken Al_{0,29}Ga_{0,71}N-Puffer. Nach der Aktivierung, der Herstellung von ohmschen Ni/Au-Kontakten und der Ätzung der Mesa (vgl. Kap. 4.3) auf dem gesamten 2-Zoll Wafer wird Probe E0 per Hall-Messungen charakterisiert. Im Anschluss wurde der 2-Zoll-Wafer in vier Stücke geteilt. Diese vier Proben wurden mit einer unterschiedlichen Anzahl an Ätz-Zyklen bzw. mit einer unterschiedlichen Ätztiefe bei der Ätzung von (p-)GaN (Kap.4.3) hergestellt. Aus der Anzahl der Zyklen ergibt sich die Bezeichnung der Proben zu: E4, E5, E6 und E7. Aus der per AFM ermittelten Ätzrate pro Zyklus (3,2 nm/Zyklus) und der Anzahl an Zyklen ergeben sich die Ätztiefen $D_{\text{Ätz}}$ und die Dicke der verbleibenden (p-)GaN-Schicht t_{GaN} (s. Abb. 8.9 (b)). Die Auswirkungen der unterschiedlichen Schichtdicke t_{GaN} auf die elektrischen Eigenschaften des 2DHG werden

per Hall-Messungen untersucht. In Abbildung 8.9 (c) sind die gemessenen μ_p und p_s gegen die reziproke GaN-Schichtdicke $1/t_{\text{GaN}}$ für die ungeätzte Probe E0 und die geätzten Proben E4 bis E7 aufgetragen. Für die ungeätzte Probe E0 wird eine Beweglichkeit μ_p

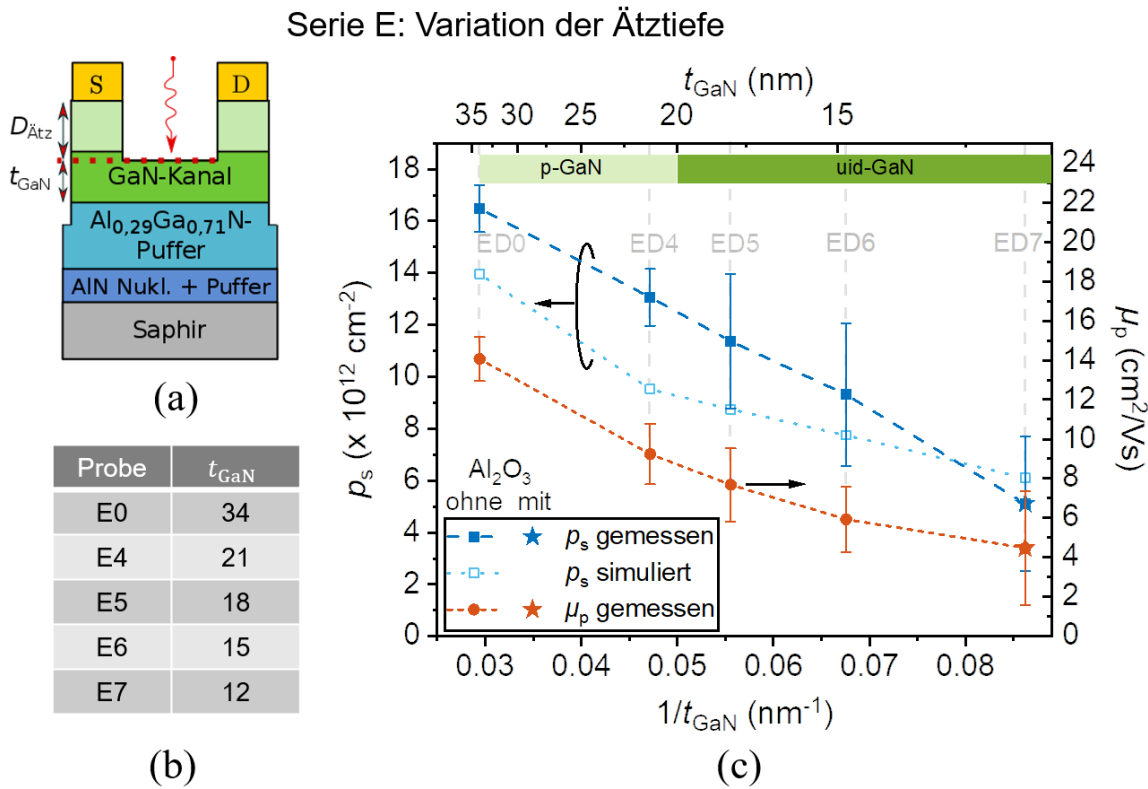


Abb. 8.9.: (a) Schematische Darstellung der p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostruktur nach Ätzung der Mesa und Herstellung der ohmschen Kontakte. Für E4, E5, E6 und E7 wird eine Ätzung der p-GaN/uid-GaN-Schichten mit unterschiedlicher Tiefe $D_{\text{Ätz}}$ durchgeführt. (b) Die Proben der E-Serie unterscheiden sich nominell lediglich in der GaN-Schichtdicke t_{GaN} . (c) 2DHG-Dichte p_s und Beweglichkeit μ_p bestimmt mithilfe von Hall-Messungen für E0 bis E7 aufgetragen gegen $1/t_{\text{GaN}}$, gemessen vor der Abscheidung des Dielektrikums Al_2O_3 . Die Messung an E7 (Sterne) wurde nach der Abscheidung von Al_2O_3 durchgeführt. Die Mittelwerte und Fehlerbalken basieren auf mindestens 4 Messungen pro Probe.

und eine 2DHG-Dichte p_s von $14 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bzw. $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ermittelt (s. Abb. 8.9). Die Proben(stücke) E4 bis E7 werden zu p-Kanal-MISHFET prozessiert (Kap. 4.3). Nach der Ätzung von p-GaN (Kap. 4.3) werden an den Proben E4 bis E7 Hall-Messungen durchgeführt. Anschließend wird Al_2O_3 abgeschieden und die Hall-Messungen werden

wiederholt. Innerhalb der Fehler sind p_s und μ_p für die Proben E4 – E6 vor und nach der Abscheidung des Dielektrikums Al_2O_3 nahezu identisch. An Probe E7 konnten nur nach der Abscheidung von Al_2O_3 messbare Ergebnisse erzielt werden (s. Tab. 8.4) Dies könnte auf eine Beschädigung der Ni/Au-Kontakte während des Trockenätzens zurückzuführen sein und einer Ausheilung dieser Schädigung bei dem ALD-Prozess zur Abscheidung von Al_2O_3 . Ein weiterer Einflussfaktor könnte eine Änderung des Oberflächenpotentials sein. Dies sind jedoch nur Vermutungen, da aufgrund der vorliegenden Daten keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

Probe	$D_{\text{Ätz}}$ (nm)	t_{GaN} (nm)	p_s (10^{12} cm^{-2})	μ_p (cm^2/Vs)
E0	0	34	16,5/-	14,1/-
E4	12,8	21,2	13,1/13,2	9,2/8,9
E5	16,0	18,0	11,4/11,3	7,7/7,7
E6	19,2	14,8	9,3/9,5	5,9/4,5
E7	22,4	11,6	-/5,1	-/4,5

Tab. 8.4.: Übersicht der Proben E0 bis E7 mit unterschiedlicher Ätztiefe $D_{\text{Ätz}}$ und entsprechender Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} . Die 2DHG-Dichte p_s und Beweglichkeit μ_p wurde mithilfe von Hall-Messungen vor und nach der Abscheidung von Al_2O_3 bestimmt.

Bei Probe E4 mit einer Ätztiefe von etwa 13 nm ist davon auszugehen, dass eine dünne p-GaN-Schicht (~ 1 nm) auf dem uid-GaN verbleibt. Aufgrund der Diffusion von Mg wird erwartet, dass auch der nominell undotierte GaN-Kanal anteilig dotiert ist. Mit abnehmender t_{GaN} nimmt der Mittelwert von p_s monoton von etwa $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ für E4 auf $5,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ für E7 ab (Abb. 8.9). Dass die 2DHG-Dichte bei reduziertem t_{GaN} abnimmt, entspricht der Erwartung durch Gleichung 3.19. Beim Vergleich der gemessenen Löcherdichten (blaue gefüllte Quadrate) mit den simulierten (hellblaue offene Quadrate) fällt auf, dass die gemessenen Werte für E0, E4, E5 und E6 deutlich ($1-2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) über den simulierten Werten liegen. Diese Diskrepanz ist wahrscheinlich auf die Mg-Diffusion zurückzuführen, die bei den Simulationen nicht berücksichtigt wurde. Des Weiteren fällt auf, dass der Unterschied zwischen den gemessenen und simulierten Löcherdichten mit abnehmender GaN-Schichtdicke kleiner wird. Dies ist auf das exponentiell abfallende Mg-Profil im uid-GaN zurückzuführen [116]. In der Tat entspricht die an Probe E7 ermittelte Löcherdichte im Rahmen der Fehler dem auf Basis einer undotierten GaN/AlGaN simulierten Ergebnis.

Der Mittelwert der Beweglichkeit μ_p beträgt für E0 etwa $14,1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und fällt auf Werte $< 5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei dünnerem $t_{\text{GaN}} \approx 12 \text{ nm}$ für Probe E7 ab. Eine solche Verschlechterung der Löcherbeweglichkeit ist wahrscheinlich durch plasmainduzierten Schaden infolge des Ätzprozesses verursacht [82, 149].

8.3.4. Einfluss der AlGaN-Zusammensetzung auf 2DHG-Eigenschaften

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen des Al-Gehaltes x_{Al} im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Puffers auf die 2DHG-Eigenschaften, die 2DHG-Dichte und -Beweglichkeit analysiert. Dazu werden die Proben der B- und C-Serie, deren strukturelle Eigenschaften in Tabelle 8.3 zusammengefasst sind, mittels Hall-Messungen charakterisiert. Ein zunehmender Al-Gehalt im AlGaN-Puffer führt zu einer höheren Polarisationsdifferenz an der GaN/AlGaN-Grenzfläche, welche einer ortsfesten Flächenladung entspricht (vgl. Kap. 2.2.2). Infolge ist eine Zunahme der 2DHG-Dichte mit zunehmendem Al-Gehalt zu erwarten.

Die bei Raumtemperatur gemessene 2DHG-Dichte p_s und Löcherbeweglichkeit μ_p von den Proben der Serie B und C sind in Abb. 8.10 in Abhängigkeit ihres Al-Gehalts im AlGaN-Puffer aufgetragen. Beide Probenserien B und C wurden mit und ohne p-GaN-Kontaktschicht charakterisiert. Die ersten Hall-Messungen werden jeweils nach Herstellung der Ni/Au-Kontakte und der Ätzung der Mesa an den ansonsten unveränderten epitaktisch hergestellten p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Strukturen vorgenommen. Dann wird an beiden Probenserien ein BCl_3 -basierter ICP-Ätzprozess durchgeführt, um die p-GaN Schicht (im Gate- und Access-Bereich) zu entfernen, wobei die Ni/Au-Kontakte als Ätzmaske dienen (vgl. Kap. 4.3). Anschließend werden die Hall-Messungen wiederholt.

Die Proben der B- und C-Serie weisen sowohl vor (ausgefüllte Symbole) als auch nach (offene Symbole) der Ätzung der p-GaN-Kontaktschicht eine ungefähr lineare Zunahme der Löcherdichte bzw. 2DHG-Dichte p_s mit steigendem Al-Gehalt auf. Dies entspricht der Erwartung, da die Polarisationsdifferenz zwischen GaN und AlGaN mit steigendem Al-Gehalt annähernd linear zunimmt (s. Abb. 2.5 in Kap. 2.2.2). Die Messergebnisse verdeutlichen, dass die Polarisationsdifferenz zwischen GaN-Kanal und AlGaN-Puffer ursächlich ist für die Bildung von 2DHG. Die vor der Ätzung ermittelten Werte für p_s steigen innerhalb der B-Serie von ca. $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bei $a_{\text{Al}} = 0,08$ auf bis zu $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

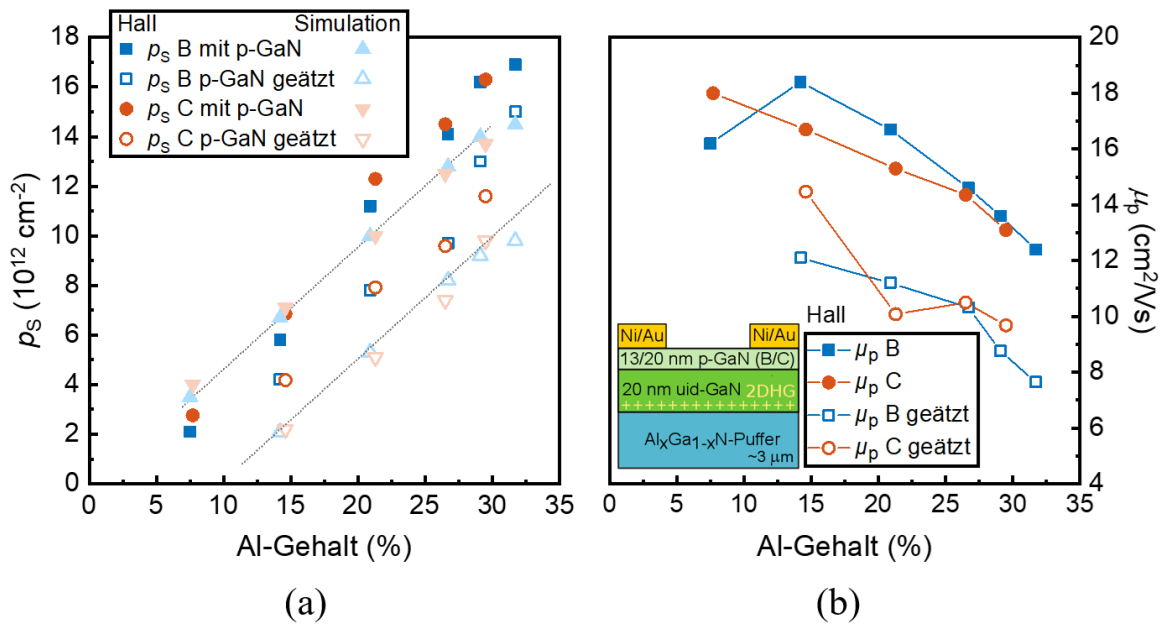


Abb. 8.10.: Mittels Hall-Messung ermittelte Löcherdichte p_s (a) und Löcherbeweglichkeit μ_p (b) für die Proben der B- (blaue Quadrate) und C-Serie (rote Kreise). Die Hall-Messungen an den einzelnen Proben wurden vor (gefüllte Symbole) und nach (offene Symbole) der Entfernung der p-GaN-Schicht durchgeführt. Zum Vergleich sind zusätzlich die auf Basis der jeweiligen Struktur simulierten Werte für p_s angegeben (hellblaue und hellrote Dreiecke).

bei $x_{\text{Al}} = 0.32$. Innerhalb der C-Serie zeigt sich derselbe Verlauf, wobei die im Vergleich zur B-Serie leicht höheren Werte für p_s bei Proben mit annähernd gleichem Al-Gehalt auf die dickere p-GaN-Kontaktschicht bei der C-Serie zurückzuführen sind. Nach Entfernung der p-GaN-Schicht ist p_s der jeweiligen Probe geringer als vorher (Abb. 8.10 (a)). Die Verringerung von p_s resultiert einerseits daraus, dass die p-GaN-Schicht nicht mehr zur Leitfähigkeit beiträgt und andererseits daraus, dass mit dünnerem t_{GaN} das 2DHG verarmt wird, wie durch Gleichung 3.19 beschrieben. An den Proben B1 und C1 mit dem niedrigsten Al-Gehalt von etwa 8 % konnte keine Löcherleitfähigkeit nach der Entfernung der p-GaN-Schicht gemessen werden. Dies entspricht den theoretischen Erwartungen und Simulationsergebnissen, die geringe Löcherdichten $< 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei besagtem Al-Gehalt und einer GaN-Dicke von ca. 20 nm vorhersagen, welche unter der Auflösungsgrenze des Hall-Messsystems liegen.

Vergleicht man den kompletten experimentellen Datensatz für Serie B (Quadrate in Abb. 8.10 (a)) und C (Kreise) mit den per TCAD-Simulation [144] erhaltenen

Werten für die Löcherdichten p_s mit und ohne p-GaN-Kontaktschicht (Dreiecke), ist eine gute Übereinstimmung bezüglich der Abhängigkeit von p_s vom Al-Gehalt im AlGaN-Puffer zu erkennen. Die Abweichung zwischen gemessenem und simuliertem p_s für die Proben sind quantitativ überraschend gering, da keine Anpassung der Materialparameter vorgenommen wurde. Dennoch sind die gemessenen Löcherdichten für die Proben nach der Ätzung von p-GaN systematisch um ca. $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ größer als die simulierten Löcherdichten für die gleichen Strukturen. Es ist davon auszugehen, dass obwohl für das Wachstum von p-GaN eine relativ niedrige Temperatur gewählt wurde, Mg-Diffusion in die darunter liegende uid-GaN-Kanalschicht aufgetreten ist. Eine Änderung des Oberflächenpotentials aufgrund des Trockenätzprozesses kann sich ebenfalls auf die gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen auswirken, obwohl man aufgrund von Ätzschäden eher ein höheres Oberflächenpotential (Fermi-Niveau näher am Leitungsband) und demnach niedrigere Löcherdichten erwarten könnte. Für einen aussagekräftigen Vergleich zwischen den berechneten bzw. simulierten Ladungsträgerdichten und den gemessenen Werten ist ein Profil der Mg-Konzentration notwendig.

Die 2DHG-Beweglichkeit μ_p zeigt im Vergleich zur 2DHG-Dichte p_s eine entgegengesetzte Abhängigkeit vom Al-Gehalt und nimmt mit höherem Al-Gehalt und dementsprechend zunehmender 2DHG-Schichtdichte ähnlich wie in [57] ab. Für B2 bis B6 nimmt die Beweglichkeit monoton mit steigendem Al-Gehalt von 14 bis 32 % von $18,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ auf $12,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ab. Die Abnahme der Mobilität kann einerseits durch die größere Ladungsträgerkonzentration, die zu vermehrter Streuung infolge von Grenzflächenrauigkeit führt, erklärt werden und andererseits auch durch die zunehmende Relaxation des GaN-Kanals, da die Gitterfehlpassung zwischen GaN und AlGaN mit steigendem Al-Gehalt x_{Al} im Puffer zunimmt. Davon abgesehen ist es wahrscheinlich, dass die systematisch um etwa ein Drittel niedrigere Löcherbeweglichkeit in den geätzten Proben im Vergleich zu den ungeätzten Proben durch erhöhte Streuung an Defekten verursacht ist, die durch die Beschädigung des GaN-Kanals während des ICP-Ätzprozesses erzeugt werden.

8.3.5. Temperaturabhängigkeit der 2DHG-Eigenschaften

Zur weiteren Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften des 2DHG und den die Beweglichkeit einschränkenden Streumechanismen werden an den Proben

B2–B6 Hall-Messungen im Temperaturbereich von 80 K bis 350 K durchgeführt (s. Abb. 8.11). Die temperaturabhängigen Hall-Messungen wurden nach Herstellung der ohmschen Ni/Au Kontakte und Ätzung der Mesa an den Proben durchgeführt. Die 20 nm p-GaN-Schicht ist auf jeder Probe ganzflächig vorhanden und trägt zum Messergebnis bei. Die Ergebnisse sind in Abb. 8.11 dargestellt. In Abb. 8.11 (a)

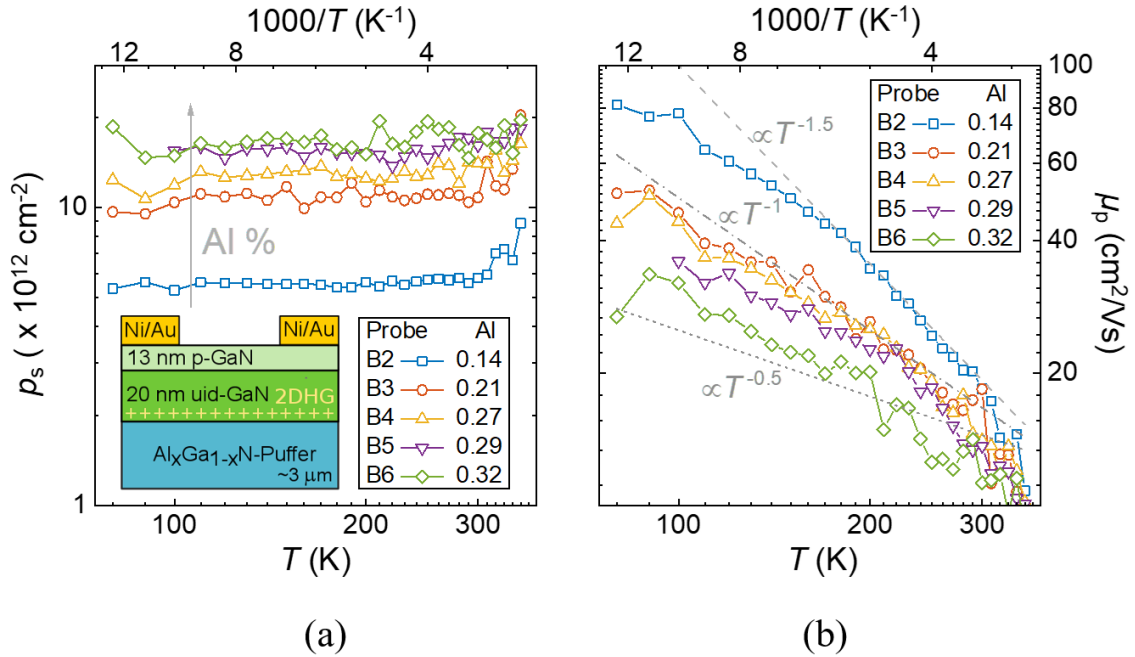


Abb. 8.11.: Ergebnisse der temperaturabhängigen Hall-Messungen für Probe B2 bis B6 im Temperaturbereich von 80 K bis 350 K. (a) 2DHG-Dichte p_s und (b) 2DHG-Beweglichkeit μ_p .

ist zu erkennen, dass die gemessene 2DHG-Dichte p_s für die Proben B2 bis B6 eine vernachlässigbar geringere Temperaturabhängigkeit in dem Bereich von 80 K bis RT aufweist. Diese Unabhängigkeit von der Temperatur ist für ein polarisations induziertes Ladungsträgergas charakteristisch und erwartet [54]. Im Gegensatz dazu weisen Ladungsträgerdichten, welche durch Dotierung mit Fremdstoffen wie z.B. Mg erzeugt werden, eine starke Temperaturabhängigkeit auf, da sie eine Ionisierungsenergie benötigen. Daher können die Messergebnisse hier als Beweis für das Vorhandensein eines polarisations-induzierten 2DHG gesehen werden. Bei höheren Temperaturen $T > 300$ K wird ein leichter Anstieg der Löcherdichte festgestellt (s. Abb. 8.11 (a)), der wahrscheinlich auf die Ionisierung von Mg-Akzeptoren zurückzuführen ist.

Die Löcherbeweglichkeit μ_p aller Proben B2–B6 steigt mit abnehmender Temperatur

an (s. Abb 8.11 (b)). Probe B2 mit dem geringsten Al-Gehalt weist die höchste gemessene Beweglichkeit μ_p der Proben B2–B6 über den gesamten Temperaturbereich auf, bei 80 K ca. $81,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Dies entspricht mehr als dem vierfachen der bei Raumtemperatur gemessenen Beweglichkeit von B2 ($18,4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, vgl. Abb. 8.10 (b)). Für die Abhängigkeit von μ_p von der Temperatur T gilt allgemein: $\mu_p \propto T^{-\alpha}$. Dabei bestimmt der Exponent α das Ausmaß der Temperaturabhängigkeit von μ_p und gibt Aufschluss über mögliche Streumechanismen, welche die Beweglichkeit limitieren. Die Beweglichkeit für Probe B2 folgt zunächst einer $T^{-3/2}$ -Temperaturabhängigkeit, wie sie für Phononenstreuung erwartet wird [51, 143]. Unterhalb von 200 K weicht die Temperaturabhängigkeit von der $T^{-3/2}$ -Linie ab und ist nahe an einem T^{-1} -Verhalten. Im Temperaturbereich von 200 K bis 300 K wird aus den Messergebnissen der Exponent α für die Proben B2 bis B6 extrahiert. Mit steigendem Al-Gehalt von 14 % auf 32 % bzw. zunehmender 2DHG-Dichte von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nimmt der Exponent der Temperaturabhängigkeit α von 1,44 auf 0,92 ab. Dies deutet auf einen von der Löcherdichte gesteuerten Streumechanismus hin, welcher μ_p einschränkt. Wahrscheinlich ist die Ursache für die Verringerung der Mobilität eine verstärkte Grenzflächenstreuung [150]. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Löcher bewegt sich mit zunehmendem p_s näher an die Grenzfläche [57]. Insgesamt belegen die Ergebnisse, dass sowohl Phononen- als auch Grenzflächenstreuung die Temperaturabhängigkeit von μ_p beeinflussen, wobei die Grenzflächenstreuung μ_p bei höheren p_s dominiert.

8.3.6. Literaturvergleich von 2DHG-Eigenschaften

In den vorangegangenen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass hochwertige AlGaN-Pufferschichten die Bildung eines 2DHG in GaN/Al_xGa_{1-x}N-Heterostrukturen ermöglichen. Im Vergleich zu Doppelheterostrukturen bieten Einzelheterostrukturen, die durch einen verspannten GaN-Kanal auf einem nahezu entspannten AlGaN-Puffer realisiert werden, die Möglichkeit, ausschließlich ein 2DHG zu untersuchen, da die Heterostruktur kein parasitäres 2DEG enthält. In Abbildung 8.12 sind die an B1 – B6 und C1 – C6 sowie E0 – E7 gemessenen Werte für p_s und μ_p zusammen mit Literaturwerten angegeben. In Bezug auf die 2DHG-Dichte p_s bleibt GaN/AlN aufgrund

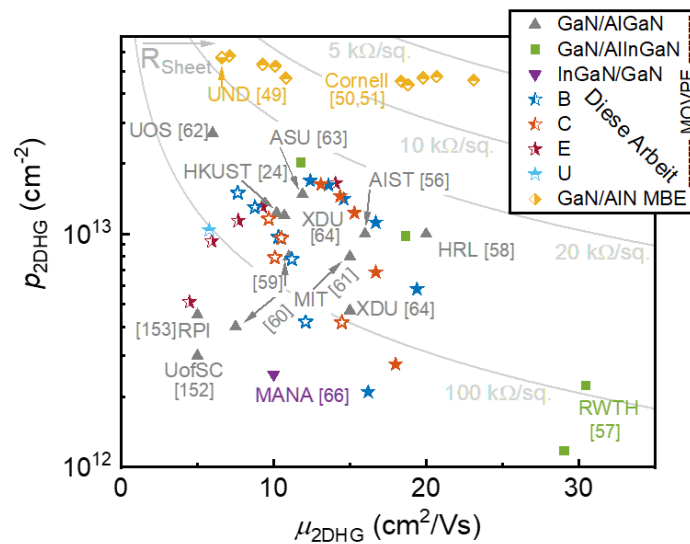


Abb. 8.12.: 2DHG-Eigenschaften p_s und μ_p bei Raumtemperatur, der B-, C- und E-Serie im Vergleich mit Literaturwerten. Des Weiteren ist Probe U (s. Kap. 9) beinhaltet. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Sternen dargestellt. Die offenen Sterne repräsentieren die Proben nach der Ätzung von p-GaN. Die Heterostrukturen mit denen ein 2DHG demonstriert wurde sind in der Legende angegeben. GaN/AlN [49–51] wird ausschließlich per MBE realisiert und die anderen Strukturen wie, GaN/Al(In)GaN [24, 56–64, 151–153] und InGaN/GaN [66] mittels MOVPE.

seines enormen Polarisationsunterschieds der absolute Maßstab. Diese Strukturen wurden in jüngerer Vergangenheit per MBE abgeschieden. Betrachtet man die Heterostrukturen mit 2DHG, welche per MOVPE realisiert wurden, so rangieren die Ergebnisse dieser Arbeit im Vergleich zu Literaturwerten unter den höchsten erreichten 2DHG-Dichten.

8.4. Elektrische Charakterisierung von p-Kanal-MISHFET

In diesem Kapitel werden p-Kanal MISHFET charakterisiert und die Ergebnisse diskutiert. Die MISHFET basieren auf p-GaN/uid-GaN/AlGaN-Heterostrukturen der B- und E-Serie, welche in Kap. 8.2 strukturell charakterisiert wurden. Die B-Serie stellt eine Wachstumsserie dar, bei der der Al-Gehalt im AlGaN-Puffer zwischen den einzelnen Proben variiert. Die E-Serie ist eine Prozessserie bei der die p-GaN/uid-GaN-Schicht(en) an Stücken derselben Probe unterschiedlich tief geätzt werden. Beide strukturellen Parameter, AlGaN-Zusammensetzung und GaN-Schichtdicke, haben Einfluss auf die 2DHG-Dichte und somit auf die Schwellenspannung [21, 76]. Daher können sie genutzt werden um Transistoren vom Anreicherungstyp zu realisieren.

8.4.1. Einfluss der AlGaN-Zusammensetzung auf p-Kanal-MISHFET

Hier werden die Eigenschaften von p-Kanal-MISHFET auf Basis von GaN/Al_xGa_{1-x}N-Strukturen der B-Serie besprochen. Die Proben der B-Serie unterscheiden sich untereinander nominell lediglich in der AlGaN-Zusammensetzung (B-Serie, Tab. 8.3). In Abbildung 8.13 (a) ist der schematische Aufbau von p-Kanal-MISHFET dargestellt. Die Dicken der uid-GaN- und p-GaN-Schicht sind

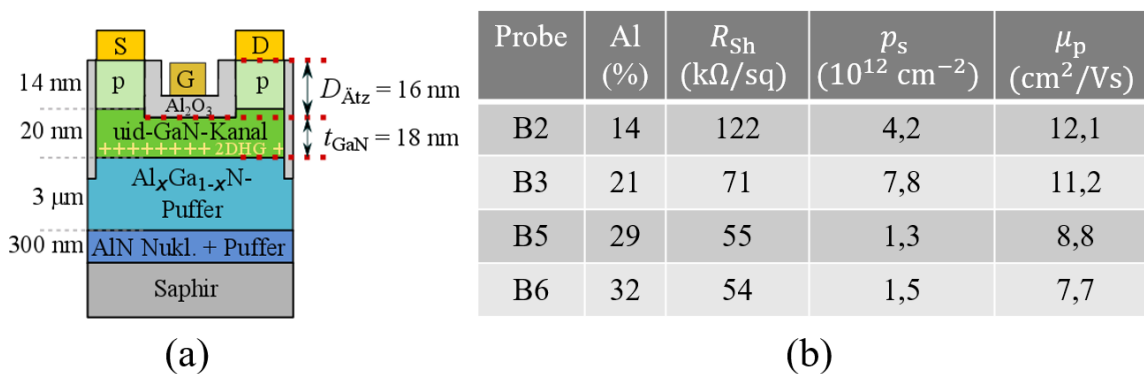


Abb. 8.13.: (a) Schematischer Aufbau von GaN/AlGaN p-Kanal-MISHFET. (b) 2DHG-Eigenschaften von B2, B3, B5 und B6. Ergebnisse der Hall-Messungen nach Ätzung von p-GaN (vgl. Kap. 8.3.4).

bei der B-Serie 20 nm und 14 nm. Bei einer Ätztiefe von etwa 16 nm (5 Ätzyklen, vgl. Kap. 4.3) entspricht die Dicke des verbleibenden GaN-Kanals 18 nm. In Abbildung 8.13 (b) sind die mit XRD bestimmten Al-Gehalte x_{Al} sowie die nach Ätzung der p-GaN-Schicht mit Hall-Messungen ermittelten 2DHG-Eigenschaften der Proben B2, B3, B5 und B6 (vgl. Kap. 8.3.4) zusammengefasst. Hall-Messungen nach dem Ätzen der p-GaN-Schicht zeigen für Probe B1 keine Lochleitfähigkeit. Dementsprechend sind auch keine Transistoreigenschaften an dieser Probe messbar. Probe B4 ist hier nicht enthalten, da die aus dieser Probe prozessierten MISHFET nur Kurzschlussverhalten zeigen und vermutlich bei der Prozessierung beschädigt wurden.

Für die Proben B2, B3, B5 und B6 sind die Übertragungskennlinien ($|I_{\text{D}}|$, $|I_{\text{G}}|$ vs. V_{GS}) der prozessierten p-Kanal-MISHFET in halblogarithmischer Auftragung in Abbildung 8.14 (a) zu sehen. Während V_{GS} von +6 V bis -6 V bei der Messung

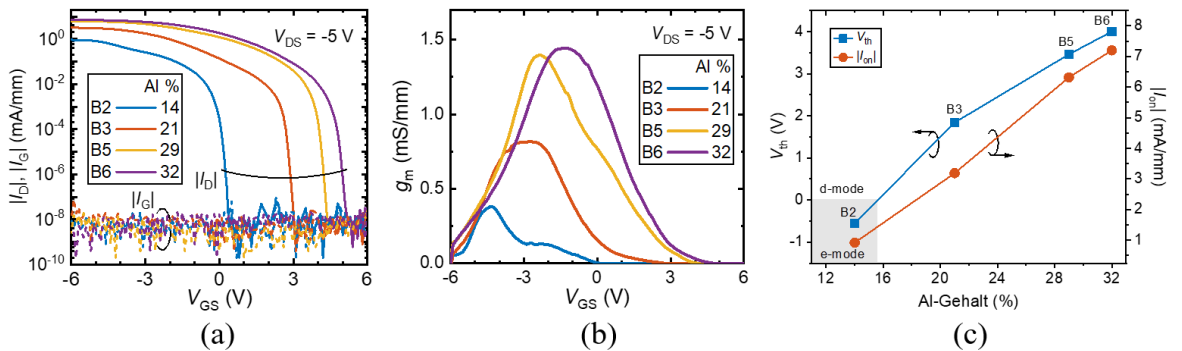


Abb. 8.14.: Transistoreigenschaften der p-Kanal-MISHFET von B2, B3, B5 und B6. (a) Halblogarithmische Darstellung der Übertragungskennlinien, (b) extrinsisch Transkonduktanz g_{m} und (c) Auftragung der extrahierten Schwellenspannung V_{th} und des Stroms im An-Zustand $|I_{\text{on}}|$ gegen den Al-Gehalt im AlGaN-Puffer der vier Proben.

der Übertragungskennlinie durchläuft, wird $V_{\text{DS}} = -5$ V konstant gehalten. In Abbildung 8.14 (b) ist die extrinsische Steilheit g_{m} für die benannten vier Proben abgebildet und in (c) sind die Schwellenspannung V_{th} und der An-Strom $|I_{\text{on}}|$ ($|I_{\text{D}}|$ bei $V_{\text{DS}} = -5$ V und $V_{\text{GS}} = -6$ V) in Abhängigkeit des Al-Gehaltes aufgetragen. Für Probe B6 mit dem höchsten Al-Gehalt und der dementsprechend höchsten 2DHG-Dichte wird eine positive $V_{\text{th}} \approx 4,00$ V und der höchste $|I_{\text{on}}| = 7,20$ mA/mm innerhalb dieser Serie gemessen. Wie bereits zuvor erläutert, führt ein abnehmender Al-Gehalt zu einer geringeren 2DHG-Dichte und somit zu einem höheren Schichtwiderstand

R_{sh} . Daher verschieben sich die Transferkennlinien mit abnehmendem Al-Gehalt im AlGaIn-Puffer in Richtung negativer V_{GS} und der Strom $|I_D|$, bei gleichem V_{GS} ist niedriger (Abb. 8.14 (a)). E-mode-Verhalten, das heißt eine negative V_{th} , wird für B2 mit einem niedrigen Al-Gehalt von ca. 14 % festgestellt mit $V_{th} = -0,55$ V und $|I_{on}| = 0,92$ mA/mm. Infolge der Verringerung von $|I_D|$ mit niedrigerem Al-Gehalt nimmt der Wert der extrahierten maximalen Steilheit g_m von 1,44 mS/mm für Probe B6 auf 0,38 mS/mm für B2 ab (Abb. 8.14 (b)). Festzuhalten ist, dass mit abnehmendem Al-Gehalt gleichzeitig der An-Strom $|I_{on}|$ abnimmt und die Schwellenspannung V_{th} in negative Richtung verschoben wird. Dieser Kompromiss zwischen $|I_{on}|$ und V_{th} ist eine Herausforderung für die Realisierung von möglichst effizienten e-mode p-MISHFET.

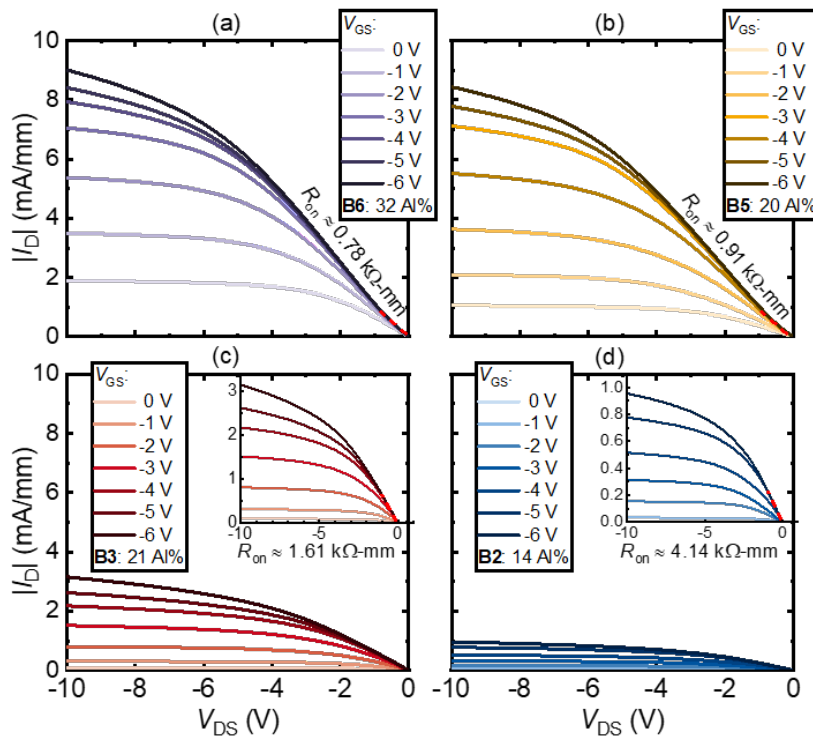


Abb. 8.15.: Ausgangskennlinienfelder der p-Kanal-MISHFET von Probe (a) B6, (b) B5, (c) B3 und (d) B2.

Der Gate-Leckstrom $|I_G|$ und der Drain-Strom im Sperrzustand $|I_{off}|$ sind unabhängig vom Al-Gehalt sehr niedrig, ungefähr 10^{-8} mA/mm (s. Abb. 8.14 (a)). Dieser Wert liegt im Bereich der Auflösungsgrenze des Messgerätes, könnte dementsprechend noch niedriger sein und belegt eine hervorragende Unterdrückung des Gate-Leckstroms durch die isolierenden Eigenschaften des Al_2O_3 -Gate-Dielektrikums und einen hohen

Probe	x_{Al} (%)	V_{th} (V)	$ I_{\text{on}} $ (mA/mm)	$\log\left(\frac{ I_{\text{on}} }{ I_{\text{off}} }\right)$ -	SS (mV/dec)	g_{m} (mS/mm)	R_{on} k Ω mm
B2	14,2	-0,55	0,92	7,83	85,4	0,38	4,14
B3	20,9	1,84	3,19	8,59	83,1	0,82	1,61
B5	29,1	3,46	6,32	8,62	82,9	1,40	0,91
B6	31,7	4,00	7,20	8,63	84,4	1,44	0,78

Tab. 8.5.: Zusammenfassung der Eigenschaften der p-Kanal-MISHFET der B-Serie.

Widerstand des AlGaN-Puffers für alle vier Proben. Infolge des niedrigen $|I_{\text{off}}|$ beträgt das Verhältnis zwischen Ein- und Aus-Strom (*on/off-ratio*) etwa 10^8 für alle Proben (Abb. 8.14 (a)). Da der *Subthreshold-Swing* (SS) mit $|I_{\text{off}}|$ und $|I_{\text{G}}|$ korreliert [46, 154] weisen alle p-MISHFET einen steilen Anstieg von I_{D} und damit niedrige SS zwischen 82,9 mV/Dek und 85,4 mV/Dek auf. Dieser Wert liegt nahe an der theoretischen Untergrenze von 60 mV/Dek bei Raumtemperatur ($SS = \ln(10) \cdot k_{\text{B}} \cdot T/q$).

Die Ausgangskennlinienfelder der p-Kanal-MISHFET von B2, B3, B5 und B6 sind in Abb. 8.15 (a) – (d) dargestellt. Anhand der Ausgangskennlinienfelder ist wie bei den Übertragungskennlinien eine Abnahme von $|I_{\text{D}}|$ mit abnehmendem Al-Gehalt im AlGaN-Puffer zu erkennen. Der An-Widerstand R_{on} wird im linearen Bereich der Ausgangskurven berechnet und steigt mit abnehmendem Al-Gehalt von ca. 0,78 k Ω mm für Probe B6 auf 4,14 k Ω mm für Probe B2 an (s. Abb. 8.15). Tabelle 8.5 fasst die extrahierten Transistoreigenschaften zusammen.

8.4.2. Einfluss der (p-)GaN-Ätztiefe auf p-Kanal-MISHFET

Die Eigenschaften der prozessierten p-Kanal MISHFET ausgehend von den Proben E4, E5, E6 und E7 werden in diesem Kapitel besprochen. In Abbildung 8.16 (a) ist der schematische Aufbau von p-Kanal-MISHFET der E-Serie dargestellt. Bei der Ätzung der p-GaN/uid-GaN-Schicht (Kap. 4.3) wurde für jede der vier Proben eine unterschiedliche Ätztiefe $D_{\text{Ätz}}$ gewählt, sodass eine GaN-Schichtdicke t_{GaN} im Bereich von 12–21 nm resultiert (s. Abb. 8.16 (b)). Die GaN-Dicke t_{GaN} hat direkten Einfluss auf

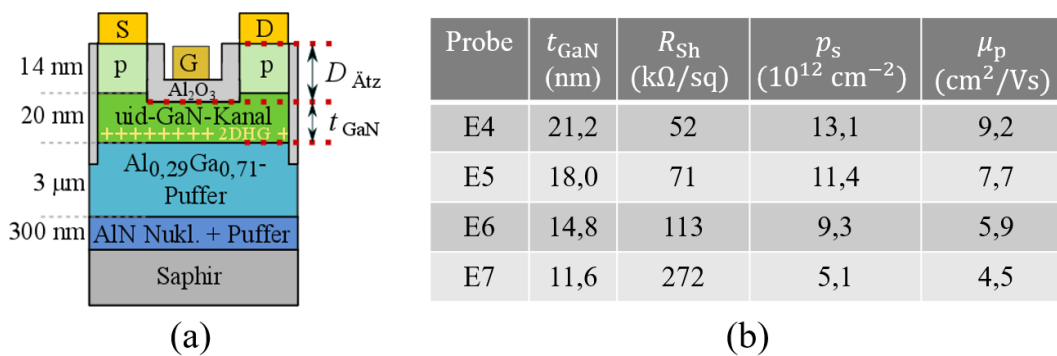


Abb. 8.16.: (a) Schematischer Aufbau von p-Kanal-MISHFET mit Ätztiefe $D_{\text{Ätz}}$ der (p-)GaN-Ätzung und entsprechender Dicke der (p-)GaN-Schicht t_{GaN} . (b) 2DHG-Dichte p_s sowie die 2DHG-Beweglichkeit der Proben der E-Serie, welche sich nominell lediglich in der GaN-Dicke t_{GaN} unterscheiden.

die 2DHG-Dichte und steuert den Abstand zwischen dem Gate-Kontakt und dem 2DHG. Gleichung 3.27 entsprechend kann über t_{GaN} die Schwellenspannung V_{th} eingestellt werden. In Abbildung 8.16 (b) ist die Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} zusammen mit den durch Hall-Messungen bestimmten 2DHG-Eigenschaften, p_s und μ_p (vgl. Kap. 8.3.3) wiedergegeben.

Die Ausgangs- und Übertragungskennlinien von MISHFET, hergestellt auf den Proben E4 bis E7, sind in Abbildung 8.17 und Abbildung 8.18 dargestellt. Die An-Ströme I_{on} nehmen mit steigender Löcherdichte zu p_s (vgl. Abb. 8.16 (b) mit Abb. 8.17 und Abb. 8.18). Den höchsten I_{on} mit ungefähr 10 mA/mm weist Probe E4 mit der dicksten GaN-Schicht ($t_{\text{GaN}} \approx 21 \text{ nm}$) auf. Für alle Proben ist I_{on} durch die geringe Löcherbeweglichkeit begrenzt. Zum Vergleich, ein hundertmal höherer Wert für die Beweglichkeit von Löchern entspricht etwa typischen Werten für die Beweglichkeit von Elektronen und würde zusammen mit den hier ermittelten Löcherdichten zu

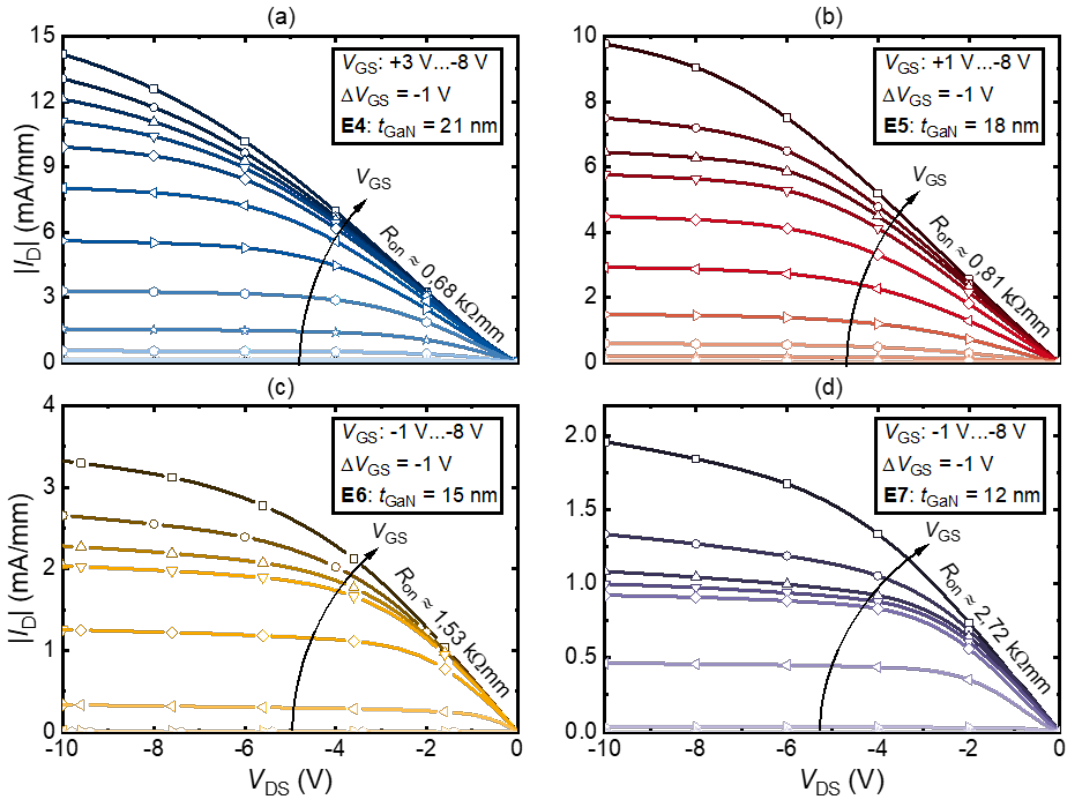


Abb. 8.17.: Ausgangskennlinienfelder der p-Kanal-MISHFET von Probe (a) E4, (b) E5, (c) E6 und (d) E7.

Stromdichten führen, wie sie für n-Kanal-(MIS)HFET demonstriert wurden [2]. Dies und der hohe Widerstand in der *access-region* beeinflussen auch die extrinsischen Steilheit g_m , die mit geringerer GaN-Dicke abnimmt (Abb. 8.18 (b)). Die g_m -Profile (Abb. 8.18 (b)) sind auch dadurch verzerrt, dass die Transistoren bei $V_{DS} = -5$ V nicht die volle Sättigung erreicht haben (s. Abb. 8.17). In Abbildung 8.18 (c) sind Werte für die maximale Steilheit g_m gegen die Schichtdicke t_{GaN} aufgetragen. Diese wurden anhand der Ausgangskennlinien (Abb. 8.17) in Sättigung bei $V_{DS} = -10$ V berechnet und bestätigen den Trend, dass g_m mit abnehmendem t_{GaN} kleiner wird. Die Schwellenspannungen V_{th} werden bei $|I_D| = 10^{-2}$ mA/mm extrahiert. Mit abnehmender Schichtdicke t_{GaN} verschiebt sich V_{th} in negativer V_{GS} -Richtung (Abb. 8.18 (a) und (d)). Die Proben E4 und E5 mit einer relativ geringen Ätztiefe ($D_{\text{Ätz}} \leq 18$ nm) und GaN-Dicken t_{GaN} von 21 nm und 18 nm weisen d-mode Verhalten mit V_{th} von +3,8 V und +0,9 V. Mit einer tieferen Ätzung $D_{\text{Ätz}} \geq 19$ nm wird für die Proben E6 und E7

mit t_{GaN} von etwa 15 nm und 12 nm e-mode-Verhalten mit V_{th} von $-0,8$ V und $-2,3$ V erreicht. Die Abhängigkeit der Schwellenspannung V_{th} von t_{GaN} ist in Abbildung 8.18 (d) dargestellt. Mit dünnerem t_{GaN} verringert sich V_{th} und dem Verlauf entsprechend wird e-mode-Verhalten für $t_{\text{GaN}} \leq 16$ nm erwartet.

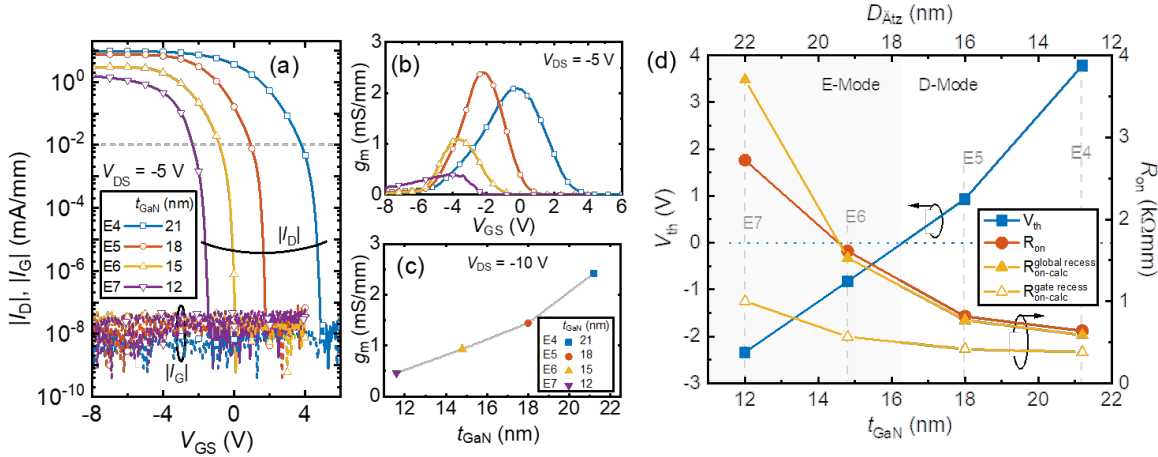


Abb. 8.18.: DC-Leistung von p-Kanal-MISHFET der Proben E4, E5, E6 und E7. (a) Übertragungskennlinie in halblogarithmischer Auftragung, (b) Steilheit g_m extrahiert aus den Übertragungskennlinien in (a) und (c) Steilheit g_m berechnet anhand des Sättigungsstroms der Ausgangskennlinienfelder in Abbildung 8.17. (d) V_{th} (Quadrate) und R_{on} (Kreise) von p-Kanal-MISHFET in Abhängigkeit von t_{GaN} .

Um die Schwellenspannung der hergestellten MISHFET mit den anhand von Hall-Messungen bestimmten 2DHG-Dichten zu korrelieren, muss berücksichtigt werden, dass die Hall-Messungen an Strukturen durchgeführt wurden, bei denen sich kein Gate-Metall (Mo) auf der Halbleiter-Oberfläche befindet. Bei den MISHFET führt das als Gate-Metall verwendete Mo aufgrund seiner Austrittsarbeit von etwa 4,5 eV [155] zu einer Erhöhung der Barrierenhöhe und bewirkt somit eine zusätzliche Verarmung des 2DHG, sodass e-mode Verhalten erreicht wird. Andererseits sind auch die Auswirkungen einer unbeabsichtigten Mg-Dotierung im uid-GaN-Kanal infolge von Mg-Diffusion zu berücksichtigen [67]. Eine genaue Berechnung von V_{th} erfordert die Kenntnis der genauen Mg-Konzentration und dem Tiefenprofil der Mg-Dotierung. Für eine einfache Abschätzung wird eine zusätzliche Löcherdichte von $p_s^{\text{extra}} = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ angenommen. Diese zusätzliche Löcherdichte entspricht ungefähr der Differenz zwischen den gemessenen und simulierten Werten für die Löcherdichte in Abbildung 8.9. Unter dieser Annahme ist, verursacht durch die Mg-Diffusion, eine Verschiebung der

Probe	t_{GaN} (nm)	V_{th} (V)	$ I_{\text{on}} $ (mA/mm)	$\log\left(\frac{ I_{\text{on}} }{ I_{\text{off}} }\right)$ -	SS (mV/dec)	g_{m} (mS/mm)	R_{on} k Ω mm
E4	21,2	3,77	9,54	8,78	79,9	2,09	0,68
E5	18,0	0,93	7,70	8,49	87,4	2,40	0,81
E6	14,8	-0,83	3,33	8,07	86,5	1,09	1,53
E7	11,6	-2,34	1,53	7,96	85,4	0,39	2,72

Tab. 8.6.: Zusammenfassung der Eigenschaften der p-Kanal-MISHFET der E-Serie.

Schwellenspannung in positive Richtung um 0,4 – 0,6 V, je nach Dicke des Kanals in dem Bereich zwischen 12 nm und 20 nm, zu erwarten [67].

Die auf E4 – E7 basierenden MISHFET weisen unabhängig von der Ätztiefe einen niedrigen Gateleckstrom $|I_{\text{G}}|$ und einen niedrigen Strom in Sperrichtung $|I_{\text{off}}|$ von etwa 10^{-8} mA/mm auf. Dies ist auf die effektive Isolierung durch das als Gate-Dielektrikum verwendete Al_2O_3 und hochresistive AlGaN-Puffer zurückzuführen. Infolge wird ein hervorragende *on/off-ratio* von etwa 10^8 und ein steiler SS zwischen 80 mV/Dek (E4) und 89 mV/Dek (E7) erreicht. Diese Werte, die nahe an der theoretischen Grenze von SS bei Raumtemperatur liegen, verdeutlichen die gute Qualität der GaN/AlGaN-Heterostruktur und deren Grenzfläche. Es wird jedoch eine Hysterese der Übertragungskennlinien beobachtet, die weiter unten in Kap. 8.4.3 diskutiert wird. Im Gegensatz zu vielen anderen Veröffentlichungen zu p-Kanal-(MIS)HFET [23, 24, 46, 49, 50, 57, 62, 64, 66, 156–158] weisen die Ausgangskennlinienfeldern (Abb. 8.17) aller hergestellten p-Kanal-MISHFET bei kleinen $V_{\text{DS}} < -5$ V eine lineare Strom-Spannung-Beziehung auf. Dies ist auf die linearen und niederohmigen Source- und Drain-Kontakte zurückzuführen. Eine Abweichung von der genannten Linearität in Ausgangskennlinien deutet auf Schottky-Verhalten der als ohmschen Kontakte vorgesehenen Source- und Drain-Kontakte hin [20]).

In Abbildung 8.18 (d) ist der aus den Ausgangskennlinien (Abb. 8.17) extrahierte An-Widerstand R_{on} als Funktion der GaN-Schichtdicke t_{GaN} aufgetragen. Zusätzlich ist auch der mittels Kontaktwiderstand R_{c} (TLM) und Schichtwiderstand R_{sh} (Hall-Messungen) gemäß $R_{\text{on,calc}} = 2 \cdot R_{\text{c}} + L_{\text{DS}} \cdot R_{\text{sh}}$ berechnete An-Widerstand enthalten. Das Ätzen des kompletten Bereiches zwischen Source und Drain verschiebt nicht nur die Schwellenspannung von positiven zu negativen Werten, sondern erhöht auch R_{on} infolge einer abnehmenden 2DHG-Dichte im Gate und Zugangsbereich (access-Region). Der in Abbildung 8.18 (d) klar erkennbare Kompromiss zwischen R_{on} und V_{th} könnte vermieden

oder zumindest reduziert werden, wenn die (p-)GaN-Ätzung auf den Gate-Bereich beschränkt ist. Dies kann veranschaulicht werden, indem $R_{\text{on,calc}}^{\text{gate}}$, unter Verwendung der gemessenen Kontaktwiderstände R_c und Schichtwiderstände R_{sh} bestimmt durch TLM und Hall-Messungen und $L_{\text{DS}} = L_{\text{DG}} + L_G + LGS$ abgeschätzt wird. Zum Vergleich ist $R_{\text{on,calc}}^{\text{global}}$ für die globale Ätzung von p-GaN (gesamter Bereich zw. Source und Drain) aufgetragen und zeigt eine exzellente Übereinstimmung mit den aus den Ausgangskennlinienfeldern extrahierten R_{on} . Daraus kann man schließen, dass ein An-Widerstand unter 1 k Ω mm auch für e-mode-MISHFET erreichbar ist ($R_{\text{on,calc}}^{\text{gate}}$ in Abb. 8.18 (d)). Auf der anderen Seite kann dieser Ansatz zu höheren Leckströmen führen.

8.4.3. Stabilität der Schwellenspannung von p-Kanal-MISHFET

Das Einfügen eines Gate-Dielektrikums wie Al_2O_3 zwischen Gate-Metall und GaN-Kanalschicht kann eine hohe Zustandsdichte an der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche erzeugen [21, 159]. Im Betrieb des MISHFET führt das Laden/Entladen der *Traps* genannten Grenzflächenzustände zu einer Hysterese in I-V- und C-V-Messungen. Diese werden zusammenfassend oft als V_{th} -Instabilität bei n-Kanal oder p-Kanal MISHFET bezeichnet [160–162]. Auch die in dieser Arbeit hergestellten und untersuchten p-Kanal MISHFET weisen eine Instabilität der Schwellenspannung auf, die wahrscheinlich in direktem Zusammenhang mit einer *Trap*-Dichte an der Dielektrikum/Halbleiter-Grenzfläche steht. Bei einer genauen Betrachtung der in Abbildung 8.17 dargestellten Ausgangskennlinien sind anormale Bündelungen der aufgezeichneten IV-Kennlinien im V_{GS} -Bereich von -4 V bis -6 V zu erkennen. Dieses Verhalten ist am deutlichsten bei E7 und E6, den p-MISHFET mit den niedrigsten Ladungsträgerdichten, aber auch für die anderen Proben sichtbar. Eine Reduzierung der Steilheit bei hohen V_{GS} ist ein bekannter Effekt für Transistoren auf der Basis von Verbindungshalbleitern und wird mit verschiedenen Effekten in Verbindung gebracht, wie z.B. reduzierter Modulationseffizienz [163], Geschwindigkeitssättigung [164] oder der Bildung parasitärer MESFET [165]. Wie jedoch in Abbildung 8.17 deutlich zu sehen ist, sind die einzelnen Ausgangskennlinien für $V_{\text{GS}} \leq -6$ V zunehmend voneinander getrennt. Demzufolge ist ein größerer Wert für die Steilheit zu erwarten. Dieser Beobachtung entsprechend würde man ein Steilheitsprofil erwarten, dass zwei Maxima bei ausreichend großer V_{DS} aufweist. Dieses Verhalten war jedoch bei der Aufzeichnung der Übertragungskennlinien nicht zu erfassen. Andererseits ist das

„Bündeln“ der IV-Kurven in den Ausgangskennlinienfeldern bei allen p-Kanal MSHFET beobachtbar. Diese Effekte sind vermutlich auf Zustände an der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche zurückzuführen.

Um das *Trapping* von Ladungen in Grenzflächenzuständen zu untersuchen, wurden zwei Dual-sweep-Messungen der Übertragungskennlinien nacheinander an dem p-Kanal MISHFET von Probe E6 durchgeführt (s. Abb. 8.19 (a)). Bei einem Dual-sweep wird V_{GS} von +4 V bis -8 V (*To-sweep*) und dann wieder zurück auf +4 V (*Back-sweep*) variiert. Bei der ersten Messung weist die Dual-sweep-Transferkennlinie (blau in Abb. 8.19 (a)) eine große Hysterese ΔV_{hys} von etwa 3,7 V auf. Anscheinend werden bei negativen V_{GS} freie Löcher aus dem 2DHG in Grenzflächenzustände gefangen. Etwa eine Minute nach der ersten Messung wird eine zweite Dual-sweep-Transferkennlinie gemessen (rot in Abb. 8.19 (a)). Bei der zweiten Messung ist der *To-sweep* im Vergleich zur ersten Messung in negative V_{GS} -Richtung verschoben, wobei der *Back-sweep* ähnlich wie in [160] nahezu identisch ist. Infolge ist die Hysterese bei der zweiten Messung geringer $\Delta V_{\text{hys}} \approx 0,8$ V und die Verschiebung der Schwellenspannung zwischen den *To-sweeps* der beiden Messungen ΔV_{th} beträgt ungefähr 2,9 V. Die negative V_{th} -Verschiebung zwischen zwei aufeinanderfolgenden *Dual-sweeps* wird durch eine erhöhte Dichte an positiven Ladungsträgern an der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche infolge von *Trapping* während des allerersten *To-sweep* verursacht [160]. Die tiefen / *Traps* die nicht ausreichend Zeit haben, um sich vor der zweiten Messung zu Entladen, werden anhand von ΔV_{th} berechnet. Die Grenzflächenzustände hingegen, die vor der zweiten Messung entladen wurden, stellen flache *Traps* dar und werden anhand von $\Delta V_{\text{hys}} - \Delta V_{\text{th}}$ bestimmt.

Eine Hysterese ΔV_{hys} und eine Verschiebung der Schwellenspannung ΔV_{th} wie sie zuvor für die Übertragungskennlinien der MISHFET beschrieben wurden, werden auch in den CV-Messungen an großflächigen (Durchmesser 100 μm) Metall-Isolator-Halbleiter-Dioden beobachtet (Abb. 8.19 (b)), die auf denselben Proben hergestellt wurden. Die CV-Messungen werden bei 10 kHz durchgeführt und V_{D} wird von 2 V bis auf -6 V (*To-sweep*) und wieder zurück auf 2 V (*Back-sweep*) geregelt. Die Schwellenspannung V_{th} einer MIS-Diode wird definiert als Spannung V_{D} , bei der die gemessene Kapazität gleich $C_{\text{Max}}/2$ ist. Für positive Spannungen $V_{\text{GS}} \geq 0$ befindet sich die MIS-Diode im Aus-Zustand und die Kapazität ist verschwindend gering (Abb. 8.19 (b)). Bei negativerer V_{GS} wird das 2DHG an der GaN/AlGaN-Grenzfläche zunächst gebildet und dann angereichert. Demnach ist die MIS-Diode eingeschaltet und die Kapazität steigt bis sie ein Plateau (C_{Max}) erreicht. Der gemessene Wert C_{Max} stellt

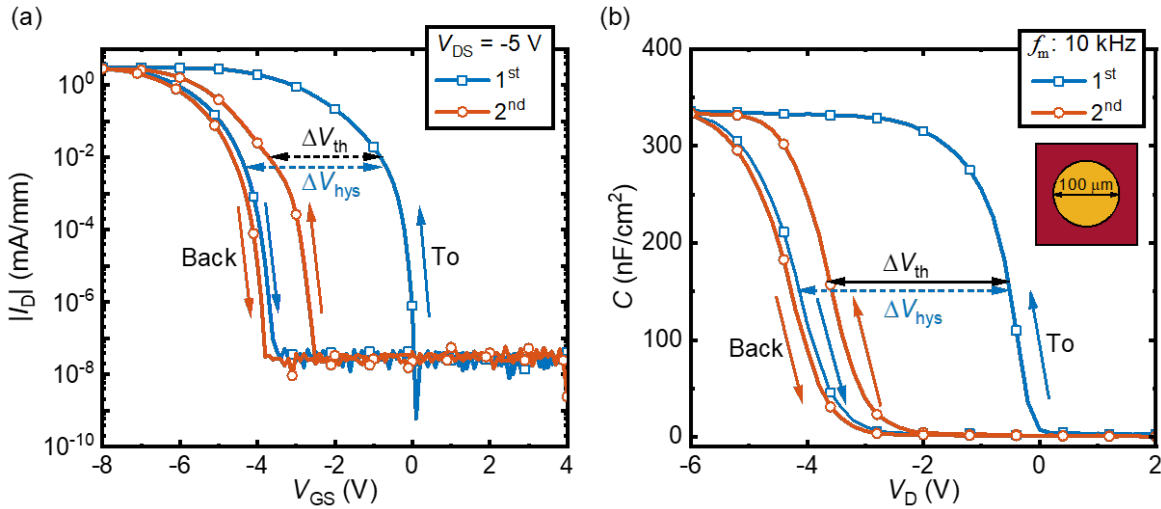


Abb. 8.19.: Erste (blau) und zweite (rot) Messungen an Probe E6 (a) Dual-sweep-Transferkennlinien eines e-mode p-Kanal-MISHFET und (b) Dual-sweep-CV-Messungen einer MIS-Diode bei einer Messfrequenz f_m von 10 kHz. Enthalten ist eine schematische Darstellung einer MIS-Diode mit einem Durchmesser von 100 μm .

die Reihenschaltung aus der Kapazität des Dielektrikums C_{iso} und des GaN-Kanals C_{GaN} dar ($C_{\text{tot}}^{-1} = C_{\text{ins}}^{-1} + C_{\text{GaN}}^{-1}$). Mit der gemessenen Kapazität bei Anreicherung C_{Max} ($V_{\text{GS}} = -6$ V) und der Kapazität der Isolatorschicht C_{iso} kann die effektive Dicke des GaN-Kanals gemäß $C_{\text{GaN}} = (C_{\text{iso}} \cdot C_{\text{max}}) / (C_{\text{iso}} + C_{\text{max}})$ berechnet werden. Dazu werden die Dielektrizitätskonstanten von GaN $\epsilon_{\text{GaN}} = 10,3$ [166] und von Al_2O_3 $\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 8,9$ [167] sowie die Dicke der isolierenden Schicht $t_{\text{iso}} = 10$ nm benötigt. Die anhand der CV-Messungen berechnete Dicke der GaN-Schicht (s. Tab. 8.7) stimmt gut mit den anhand der Ätzrate erwarteten Werte für t_{GaN} (vgl. Tab.8.6).

Im Allgemeinen tritt in CV-Messungen bei denen die Anreicherung eines 2DEG in einer n-Kanal-AlGaIn/GaN-MISHFET-Struktur untersucht wird ein zweites Plateau auf, das der Kapazität des Dielektrikums zugeordnet wird [159, 161]. Das Auftreten dieses zweiten Plateaus liegt an der großen Anzahl von Elektronen, welche die AlGaIn-Barriere überwinden. Bei den CV-Messungen an den hier vorgestellten p-Kanal MISHFET konnte ein zweites Plateau nicht beobachtet werden. Zusätzlich zeigt das annähernd konstante Niveau der Kapazität bei Anreicherung, dass bei den jeweiligen Spannungen keine signifikante Anzahl an freien Löchern die Grenzfläche anreichern/überschwemmen. Wie zuvor erwähnt, wurde die maximale Spannung $|V_{\text{D}}|$ begrenzt, um einen Durchbruch des

Dielektrikums zu vermeiden.

Infolge des *Trappings* von Löchern ist der Back-sweep analog zur Dual-sweep-Messung der Transferkennlinie negativ verschoben, wodurch eine Hysterese mit der Weite ΔV_{hys} hervorgerufen wird. Die gesamte Ladungsträgerdichte $N_{\text{ges}}^{\text{trap}}$, die an der Grenzfläche eingefangen wird, korreliert direkt mit ΔV_{hys} zwischen To- und Back-Sweep. Die Verschiebung der Schwellenspannung ΔV_{th} zwischen zwei aufeinanderfolgenden To-sweeps hingegen steht im Zusammenhang mit den tiefen *Traps* $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ an der Dielektrikum/Halbleiter-Grenzfläche, die in der Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen ($\Delta t \approx 1$ min) nicht entladen werden. Die Differenz zwischen $N_{\text{ges}}^{\text{trap}}$ und $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ entspricht den flachen *Traps* $N_{\text{trap}}^{\text{flach}}$, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden entladen werden. Mit ΔV_{hys} und ΔV_{th} der CV-Messungen kann die Gesamtdichte an *Traps* $N_{\text{ges}}^{\text{trap}}$ und die Dichte tiefer *Traps* $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ mit folgender Gleichung abgeschätzt werden [159]:

$$N_{\text{trap}} = \frac{C_{\text{iso}} \Delta V}{q} = \frac{\epsilon_{\text{iso}} \Delta V}{t_{\text{iso}} q}. \quad (8.48)$$

Hier ist ϵ_{iso} die Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums und t_{iso} ist dessen Dicke. Die Hysteresebreite und die Verschiebung der Schwellenspannung V_{th} , die durch CV-Messungen bestimmt werden, sind vergleichbar mit den an Übertragungskennlinien ermittelten Werten. In Abbildung 8.20 sind die Ergebnisse der ersten und zweiten CV-Messung an den Proben E4–E7 mit unterschiedlicher GaN-Kanaldicke t_{GaN} dargestellt. Die sweep-Rate beträgt bei erster und zweiter Messung ~ 1 V/s. Zur besseren Übersicht ist für jede Probe nur der erste Back-sweep gezeigt, da die Back-sweeps bei aufeinanderfolgenden Messungen fast identisch sind (s. Abb. 8.19 zum Vergleich). Die Spannung V_{D} war auf -6 V begrenzt um einen Durchbruch des Al_2O_3 -Dielektrikums und damit eine Zerstörung des Bauelements bei höheren V_{D} zu vermeiden. Ähnlich wie die Übertragungskennlinien der p-Kanal MISHFET in Abbildung 8.18 sind die C-V-Kurven der MIS-Dioden mit abnehmender GaN-Schichtdicke t_{GaN} in Richtung negativer Spannung verschoben. Da C_{GaN} mit abnehmendem t_{GaN} zunimmt, steigt die maximale Kapazität C_{Max} von 280 nF/cm² für E4 auf 350 nF/cm² für E7. Die aus den CV-Messungen extrahierten Werte für t_{GaN} sind in Tabelle 8.7 zusammengefasst und stimmen annähernd mit der Abschätzung anhand der Ätzrate überein (Tab. 8.6). ΔV_{th} ergibt sich aus der Differenz von V_{th} zwischen dem ersten und zweiten To-sweep. Einsetzen von ΔV_{th} in Gleichung 8.48 ergibt $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.7 zusammengefasst.

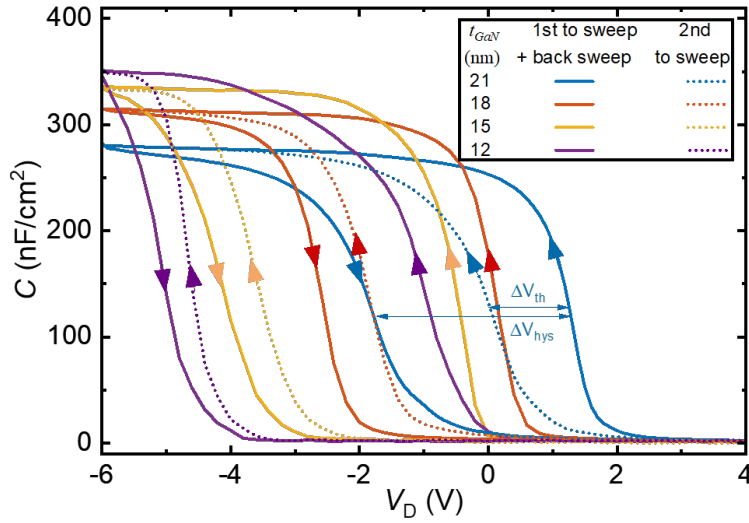


Abb. 8.20.: CV-Messungen an großflächigen MIS-Dioden auf E4–E7 mit variierendem t_{GaN} bei $f = 10$ kHz und einer sweep-Rate von ~ 1 V/s. Eingezeichnet sind die Breite der Hysterese ΔV_{hys} und die Verschiebung der Schwellenspannung ΔV_{th} .

Bemerkenswerterweise sind die Werte für die Breite der Hysterese ΔV_{hys} sehr ähnlich für alle untersuchten Proben und folglich liegt die berechnete Dichte der gesamten *Traps* $N_{\text{trap}}^{\text{ges}}$ in einem engen Bereich von $1,3 - 2,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Dies erscheint plausibel, da die Dielektrikum/Halbleiter-Grenzflächen der Proben demselben Prozess (Trockenätzen und Al_2O_3 -Abscheidung) ausgesetzt waren. Im Gegensatz dazu steigt die Verschiebung der Schwellenspannung ΔV_{th} und die entsprechende Dichte an tiefen *Traps* $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ mit reduzierter GaN-Dicke t_{GaN} systematisch an. Mit abnehmender GaN-Dicke t_{GaN} steigt ΔV_{th} von 1,26 V auf 3,53 V an und dementsprechend steigt die Dichte an tiefen

Probe	t_{GaN} (nm)	ΔV_{hys} (V)	$N_{\text{trap}}^{\text{ges}}$ ($\cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$)	ΔV_{th} (V)	$N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ ($\cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$)
E4	21,0	3,1	1,53	1,3	0,56
E5	17,5	2,7	1,33	2,0	0,88
E6	15,8	3,7	1,82	3,1	1,36
E7	14,6	4,0	1,97	3,5	1,56

Tab. 8.7.: Zusammenfassung der aus CV-Messungen extrahierten Werte. Dicke der GaN-Schicht t_{GaN} berechnet aus CV-Messungen. Anhand der Hysterese der CV-Kurven werden ΔV_{th} und ΔV_{hys} bestimmt und die zugehörigen *Trap*-Dichten $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ und $N_{\text{trap}}^{\text{ges}}$ berechnet.

Zuständen $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$ von $5,56 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf $1,56 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ an. Offenbar führt eine geringere GaN-Schichtdicke infolge einer tieferen Ätzung zu einer Zunahme von $N_{\text{trap}}^{\text{tief}}$. Das bedeutet die Schädigung der GaN-Schicht bei der Ätzung nimmt mit der Ätztiefe zu, wodurch eine erhöhte Anzahl an Defekten hervorgerufen wird. Auch dies ist eine plausible Erklärung und konsistent mit der Beobachtung, dass die Löcherbeweglichkeit mit steigender Ätztiefe abnimmt (Kap. 8.9).

Die hier ermittelten Werte für die *Trap*-Dichte von $1 - 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (Tab. 8.7) sind vergleichbar mit Literaturwerten für die *Trap*-Dichte einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{p-GaN}$ -Grenzfläche und höher als die Werte für eine $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{n-GaN}$ -Grenzfläche [151, 168, 169].

8.4.4. Verhalten von p-Kanal-MISHFET bei hohen Temperaturen

Eine Motivation für die Realisierung von GaN-basierten p-Kanal-MISHFET ist die Anwendung einer komplementären Logik, analog zu Si-basierter CMOS-Logik, insbesondere bei Temperaturen, die zu hoch für Si-basierte Elektronik sind. In diesem Kapitel werden die DC-Eigenschaften eines e-mode p-Kanal-MISHFET bis zu einer Temperatur von 300 °C charakterisiert. Dazu werden die p-Kanal-MISHFET im Vakuum ab RT bis 300 °C erhitzt und mit einem Temperaturintervall von 25 °C werden Dual-sweep-Übertragungskennlinien aufgenommen. Um den Einfluß von Trapping (vgl. Kap. 8.4.3) zwischen den aufeinanderfolgenden Dual-sweep-Messungen zu minimieren, werden die MISHFET vor jeder Messung für ca. 500 s UV-Licht ausgesetzt und anschließend für 60 s im Dunkeln belassen. Abb. 8.21 zeigt die Dual-sweep-Messungen der bei $V_{DS} = -5$ V aufgenommenen Übertragungskennlinien in halblogarithmischer Auftragung im Temperaturbereich von RT bis 300 °C. Es

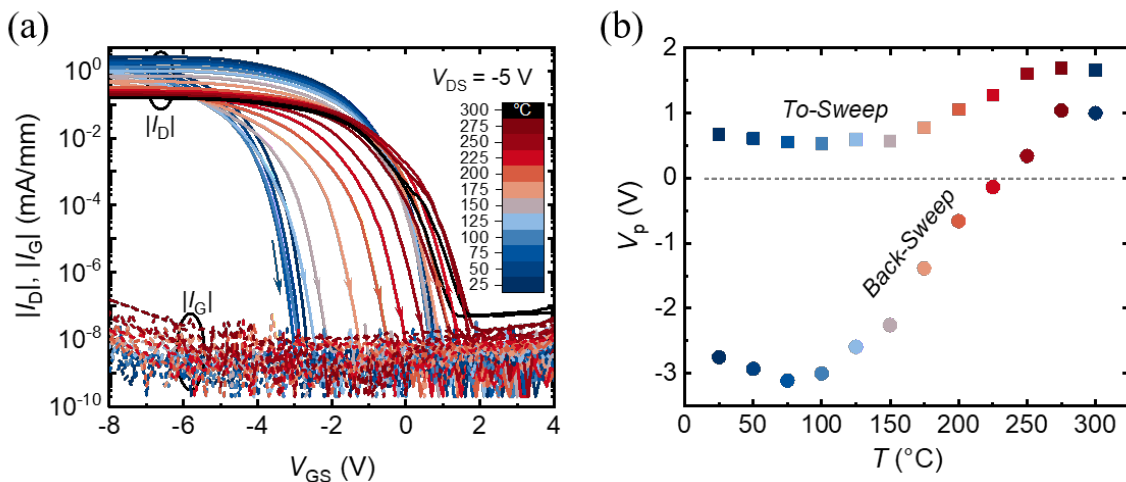


Abb. 8.21.: (a) Dual-Sweep-Übertragungskennlinien in halblogarithmischer Auftragung von e-mode p-Kanal-MISHFET von RT \approx 25 °C bis 300 °C. (b) Die *pinch-off* Spannung V_p , definiert als V_{GS} bei $I_D = 6 \cdot 10^{-8}$ mA/mm, in Abhängigkeit der Temperatur für den *To-Sweep* (\square) und *Back-Sweep* (\circ).

ist deutlich zu erkennen, dass sich sowohl To- als auch Back-sweep mit steigender Temperatur tendenziell in Richtung positiver V_{GS} verschieben. Dabei können zwei Temperaturbereiche unterschieden werden. Von RT bis 150 °C (blau bis grau) ist die *pinch-off*-Spannung V_p beim *To-Sweep* nahezu unverändert (s. Abb.8.21 (b)). Im Bereich von 175 °C bis 300 °C (rot bis schwarz) ist sowohl beim *To-Sweep* als auch

beim *Back-Sweep* ein Anstieg von V_p mit zunehmender Temperatur zu beobachten. In Abbildung 8.22 ist lediglich der *To-sweep* derselben Messungen gezeigt. Bei Temperaturen über $150\text{ }^\circ\text{C}$ bis einschließlich $275\text{ }^\circ\text{C}$ verschiebt sich der *To-sweep* monoton in Richtung positiver V_{GS} .

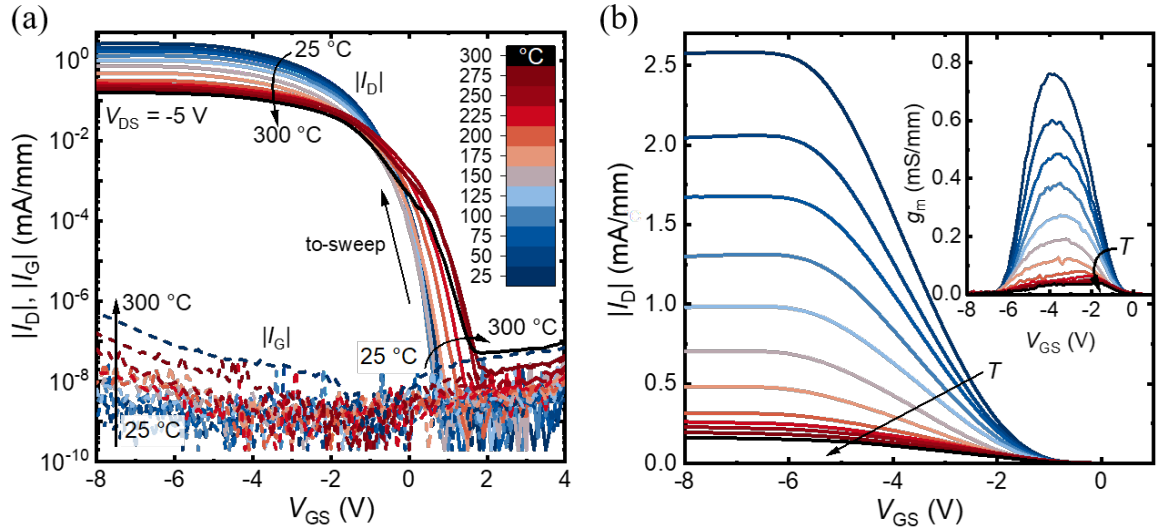


Abb. 8.22.: To-sweeps der Übertragungskennlinien von e-mode p-Kanal-MISHFET im Temperaturbereich von RT bis $300\text{ }^\circ\text{C}$ in (a) halblogarithmischer Auftragung und (b) linearer Auftragung. Zusätzlich ist die extrinsische Steilheit g_m während der To-sweeps von RT auf $300\text{ }^\circ\text{C}$ angegeben.

Der An-Strom $|I_{on}|$ ($|I_D|$ bei $V_{GS} = -8\text{ V}$) beträgt $2,63\text{ mA/mm}$ bei RT und sinkt auf $0,16\text{ mA/mm}$ bei $300\text{ }^\circ\text{C}$ ab. Der Strom in Sperrichtung I_{off} nimmt dagegen von etwa 10^{-9} mA/mm bei RT auf etwa $7 \cdot 10^{-8}\text{ mA/mm}$ mit steigender Temperatur zu. Infolge nimmt die *on/off-ratio* von 10^9 auf $2 \cdot 10^6$ ab. Die maximale Steilheit g_m nimmt dabei von $0,76\text{ mS/mm}$ auf $0,03\text{ mS/mm}$ (Abb. 8.22 (b)) ab. Die Temperaturabhängigkeit von $|I_{on}|$ ist in Abb. 8.23 (a) dargestellt. Mit steigender Temperatur nimmt $|I_{on}|$ ab. Im Gegensatz dazu nimmt $|I_{on}|$ bei Literaturergebnissen für p-Kanal-MISHFET basierend auf p-GaN/AlGaIn-Heterostrukturen mit steigender Temperatur zu [63, 151]. Diese Zunahme von $|I_{on}|$ ist auf eine Erhöhung der Löcherdichte infolge thermischer Aktivierung von Mg-Akzeptoren in der p-GaN-Schicht zurückzuführen [151]. Bei den hier demonstrierten p-Kanal-MISHFET ist die p-GaN-Schicht im gesamten Bereich zwischen Source und Drain entfernt. Wie in Kapitel 8.3.5 gezeigt, ist die 2DHG-Dichte unabhängig von der Temperatur. Daher ist die Abnahme von $|I_{on}|$ wahrscheinlich durch die Abnahme

der Beweglichkeit (s. Kap. 8.3.5) infolge von erhöhter Phononenstreuung mit steigender Temperatur zu begründen.

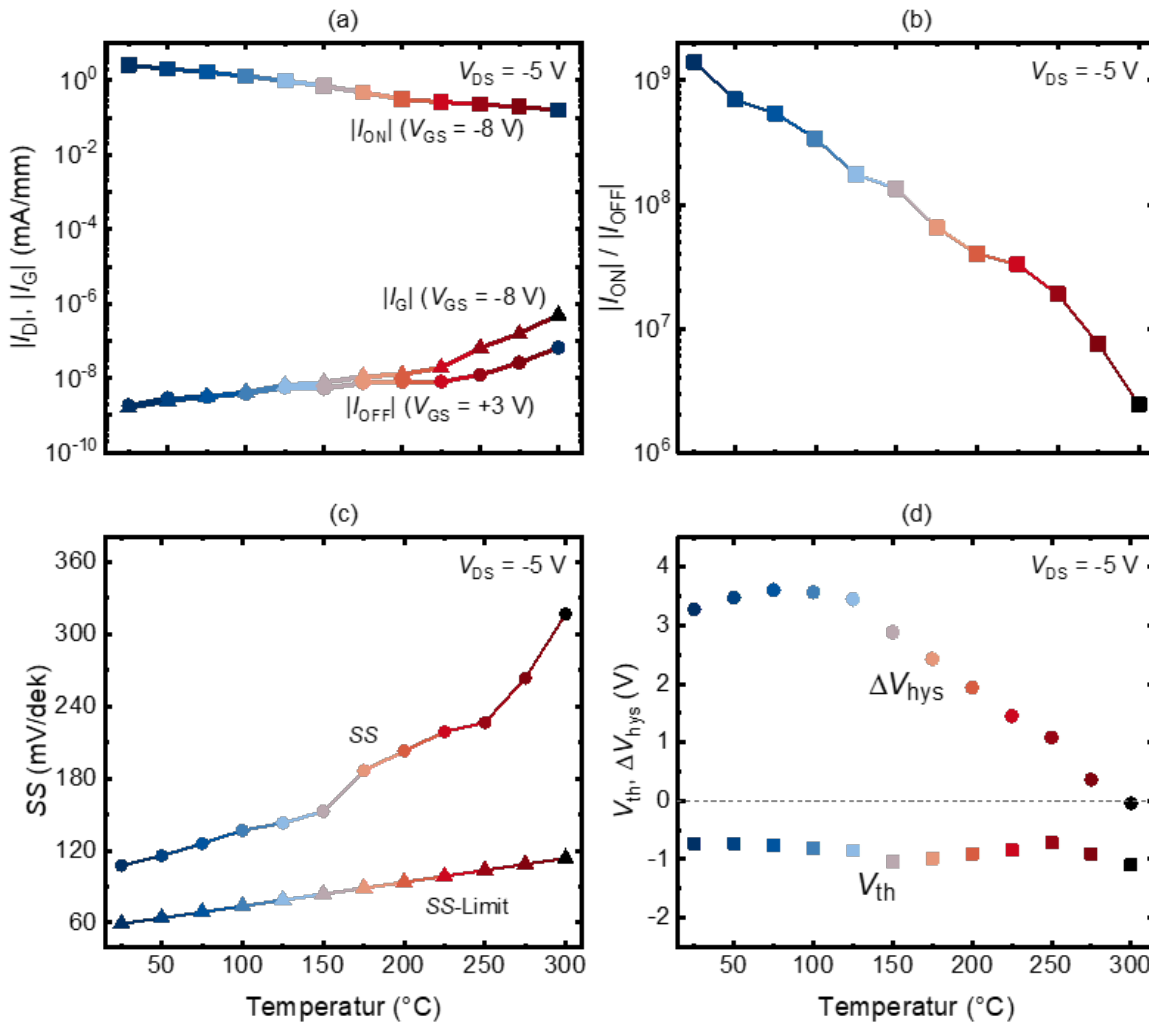


Abb. 8.23.: Extrahierte DC-Eigenschaften in Abhängigkeit der Temperatur von RT bis 300°C: (a) $|I_{on}|$, $|I_{off}|$ und $|I_G|$, (b) *on/off-ratio*, (c) extrahierter *SS* sowie theoretischer *SS*-Grenzwert und (d) V_{th} und ΔV_{hys} die Verschiebung von V_{th} zwischen To- und Back-sweep.

Aufgrund einer hervorragenden Isolierung durch das Gate-Dielektrikum und einem hochresistiven Puffer sind sowohl Gate-Leckstrom $|I_G|$ als auch der Strom im Aus-Zustand $|I_{off}|$ im gesamten Temperaturbereich $\leq 10^{-6}$ mA/mm. Dementsprechend ist die *on/off-ratio* auch noch bei 300°C relativ groß ($\geq 10^6$). In Abbildung 8.23 (c) ist der anhand der Übertragungskennlinien berechnete *SS* sowie das theoretische

Limit von SS gegen die Temperatur aufgetragen. Der Unterschied ist gering und verdeutlicht die *State-of-the-Art*-Qualität des epitaktischen Materials und der Dielektrikum/GaN-Grenzfläche.

Einer der wichtigsten Parameter von Transistoren ist die Schwellenspannung V_{th} . Die Temperaturabhängigkeit von V_{th} hängt auch von der Definition von V_{th} ab. Wird die Schwellenspannung V_{th} als V_{GS} bei $|I_D| = 10^{-2}$ mA/mm definiert, ist V_{th} annähernd temperaturunabhängig. Die Weite der Hysterese V_{hys} hingegen nimmt bei leicht erhöhten Temperaturen bis etwa 100 °C geringfügig zu und verringert sich anschließend mit steigender Temperatur bis sie bei 300 °C nicht mehr aufzulösen ist. In Abb. 8.21 erkennt man, dass der Back-sweep eine stärkere Temperaturabhängigkeit aufweist als der To-sweep. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Zustände (*Traps*), die während des To-sweeps besetzt werden, mithilfe der thermischen Energie entladen werden können. Daher nimmt ΔV_{hys} mit steigender Temperatur ab.

8.4.5. Literaturvergleich von p-Kanal-MISHFET

Abschließend werden die Transistor-Eigenschaften der GaN/AlGaN p-Kanal-MISHFET der B- und E-Serie mit den in der Literatur vorhandenen GaN-basierten p-Kanal HFET und MISHFET verglichen (Abb. 8.24). Sowohl e-mode- als auch d-mode-MISHFET gehören im Literaturvergleich zu den besten GaN-basierten p-Kanal Transistoren. Dies spiegelt sich unter anderem in der hervorragenden *on/off-ratio* und in dem Produkt aus *On*-Strom I_{on} und Gate-Länge L_G wieder, bei dem die in dieser Arbeit demonstrierten p-Kanal MISHFET im Vergleich sehr hohe Werte aufweisen (s. Abb. 8.24).

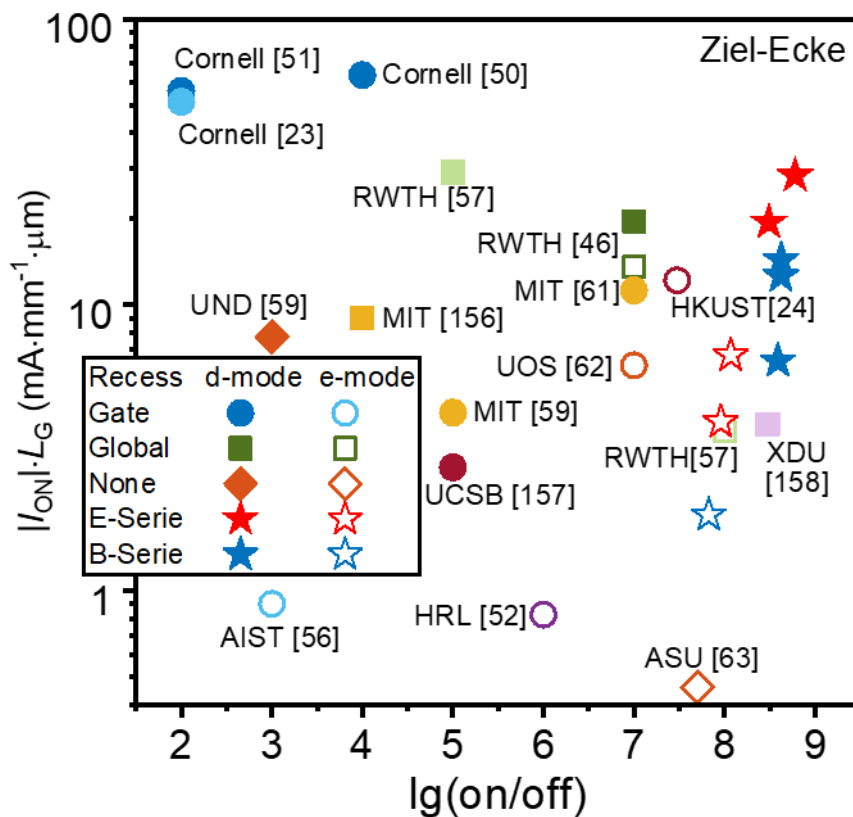


Abb. 8.24.: Benchmark der III-Nitrid-p-Kanal-(MIS)HFET. Produkt aus Einschaltstrom I_{on} und Gate-Länge L_G gegen den dekadischen Logarithmus der *on/off-ratio*.

9. Epitaxie und Charakterisierung von selektiv abgeschiedenem p-GaN

Mittels MOVPE werden kristalline Schichten typischerweise auf dem gesamten Substrat, das heißt ganzflächig, abgeschieden. Für GaN-basierte p-Kanal-Transistoren wird als oberste Schicht p-GaN mit einer hohen Mg-Konzentration ($> 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) verwendet, um einen ohmschen Kontakt zum 2DHG zu erhalten [60, 170]. Allerdings führt der Dotierstoff Mg zu zwei Nachteilen. Erstens diffundiert Mg bei Wachstumstemperaturen $\geq 900^\circ\text{C}$ von der p-GaN-Schicht in den GaN-Kanal [67, 116]. Dies führt aufgrund von erhöhter Streuung an ionisierten Störstellen zu einer Verringerung der Beweglichkeit der Ladungsträger. Im Gate-Bereich wirkt sich Mg auf die Elektrostatik aus, sodass e-mode-Verhalten nicht erreicht werden kann [20, 81]. Zweitens führt das erforderliche Entfernen des p-GaN in den Gate- (und Access-) Bereichen mittels Trockenätzen zu einer Verringerung der Löcherbeweglichkeit (Kap. 8.3.3 und Kap. 8.3.4), die auf Ätزشäden zurückgeführt wird. Um diese Nachteile durch Mg-Diffusion und Ätزشäden zu vermeiden, basiert der hier vorgestellte Ansatz darauf das p-GaN lediglich in den Bereichen abzuschneiden, die für ohmsche Kontakte vorgesehen sind. Um Strukturen abzuschneiden beziehungsweise um nur in bestimmten Bereichen abzuschneiden, wird das Substrat mit einer Hartmaske bedeckt, sodass nur in den Maskenöffnungen die Abscheidung stattfindet [71, 171]. Solch ein Wachstum in definierten Gebieten wird selektives Wachstum (SAG, *selective area growth*) genannt [172, 173]. Um die Selektivität zu gewährleisten, sollte auf der Hartmaske kein Wachstum stattfinden [71]. Infolge des MO-Konzentrationsgradienten werden Atome direkt von der Gasphase hin zur Maske und den Maskenöffnungen diffundieren. Bei Adsorption der Ga- und N-Atome auf der Hartmaske gelangen sie mittels Oberflächenmigration zur Maskenöffnung, wo sie eingebaut werden können. Beim selektiven Flächenwachstum von großen Strukturen ist die Gasphasendiffusion dominant, da die Oberflächenmigration, relativ zur Strukturgröße, nur über sehr kurze Strecken erfolgen kann. Die Oberflächenmigration

führt zu einer sehr hohen Konzentration von Adatomen an der Öffnung der Hartmaske. Dies kann im Wachstumsprozess zu einer Überhöhung am Rand, einem Überwachsen der Hartmaske, einer höheren Wachstumsrate und größeren Strukturen als gewollt führen [173]. Da die Wachstumsrate somit von der Maskenöffnung abhängig ist, weist auch die Dotierstoffkonzentration in selektiv gewachsenem n- oder p-GaN eine Abhängigkeit von der Form und Fläche der Maskenöffnung auf [174].

9.1. Templates, Prozessablauf und Maskenlayout

Das SAG wird auf sogenannten *Templates* durchgeführt. Dazu wird zunächst eine Schichtstruktur mit einer 500 nm dicken p-GaN Schicht zuoberst auf einer mehreren μm dicken n-dotierten GaN-Schicht und einem GaN-Puffer verwendet (s. Abb. 9.1 (a)). Diese p-GaN-*Templates* wurden simultan in einem Prozess mit einer MOVPE-Anlage des Typs CRIUS II-XL von der Firma AIXTRON abgeschieden. Auf den nominell identischen p-GaN-*Templates* wird p-GaN mit unterschiedlichen Mg-Präkursorflüssen von 100, 300, und 500 sccm selektiv abgeschieden (S-Serie). Die Probenbezeichnungen ergeben sich für die S-Serie aus den verwendeten Cp_2Mg -Flüssen zu S100, S300 und S500. Im Anschluss wird das SAG von p-GaN auf einer uid-GaN/ $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Heterostruktur mit $t_{\text{GaN}}^{\text{uid}} = 35 \text{ nm}$ (U-Probe, Abb. 9.1 (b)) durchgeführt und p-Kanal-MISHFET hergestellt.

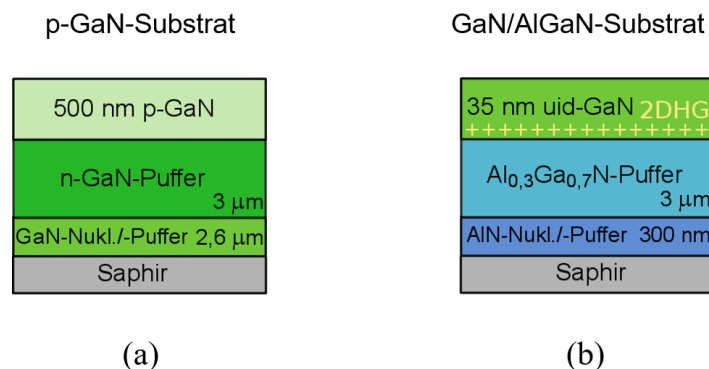


Abb. 9.1.: Schichtfolge der Substrate für das selektive Wachstum von p-GaN: (a) p-GaN-Substrat für die S-Serie und (b) uid-GaN/AlGaN-Substrat (U).

In Abbildung 9.2 ist die Herstellung der Hartmaske für das selektive Wachstum von p-GaN zur Bildung ohmscher Kontakte schrittweise dargestellt. Der Prozess

wird hier mit einer uid-GaN/Al_{0,3}Ga_{0,7}N Heterostruktur als Substrat (Abb. 9.2 (1)) beschrieben und gilt analog bei der Verwendung von p-GaN-Substraten. Für das

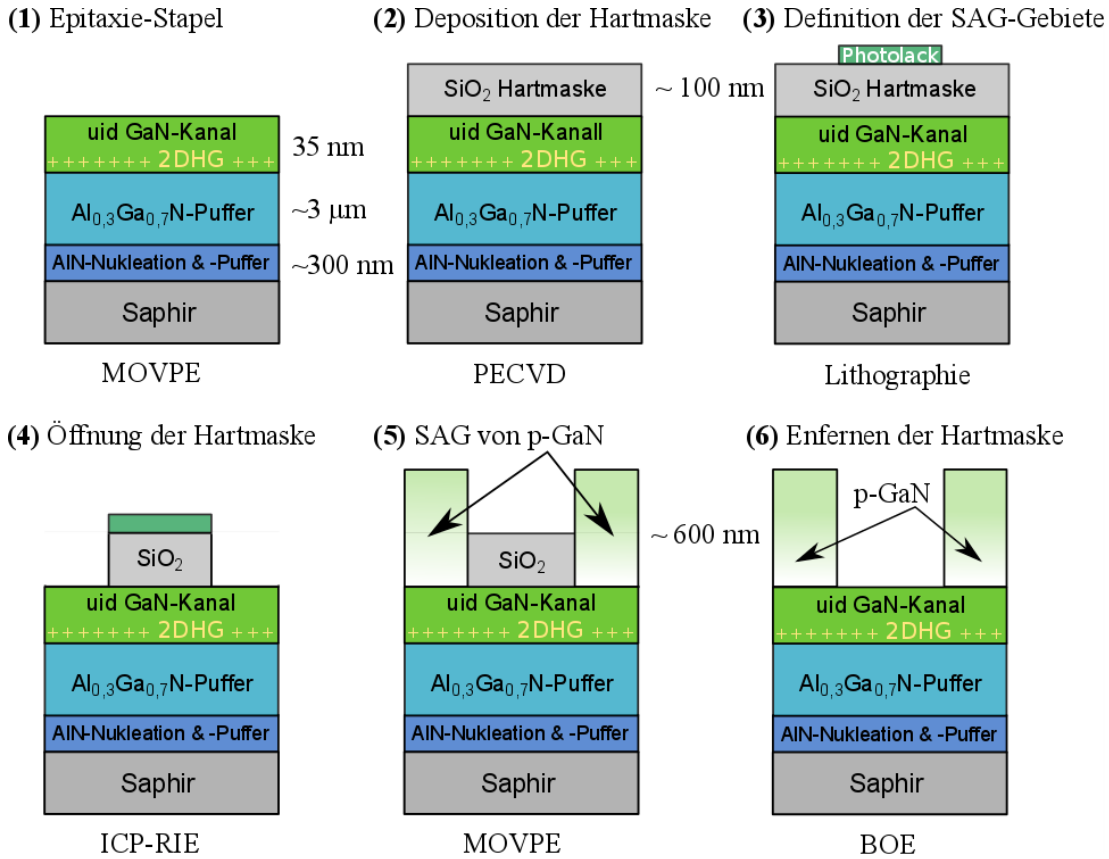


Abb. 9.2.: Ablauf der Herstellung und der Entfernung der SiO₂-Hartmaske für das selektive Wachstum von p-GaN.

selektive Wachstum wird eine Hartmaske aus SiO₂ genutzt. Hierfür wird zunächst mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PECVD, *plasma-enhanced chemical vapour deposition*) bei 300 °C eine ca. 100 nm dicke SiO₂-Schicht auf das Substrat abgeschieden (Abb. 9.2 (2)). Dann wird die Maske mittels Lithographie strukturiert, die für das SAG vorgesehenen Bereiche werden definiert (Abb. 9.2 (3)). Dabei wird als Maskenlayout die Ohm-Maske (Anhang Abb. A.1, Power Maskensatz beim CST) verwendet. Das Transistorlayout ist in Abb. 9.3 (a) abgebildet. Die Ohm-Maske wird sowohl für die Strukturierung der Hartmaske für das SAG verwendet als auch zur Strukturierung der ohmschen Metallkontakte bei der anschließenden Prozessierung (vgl. Kap. 4.3). Ziel ist es das p-GaN genau in den Bereichen selektiv abzuscheiden, in denen nachher die Ni/Au-Metallstapel für die ohmschen Kontakte

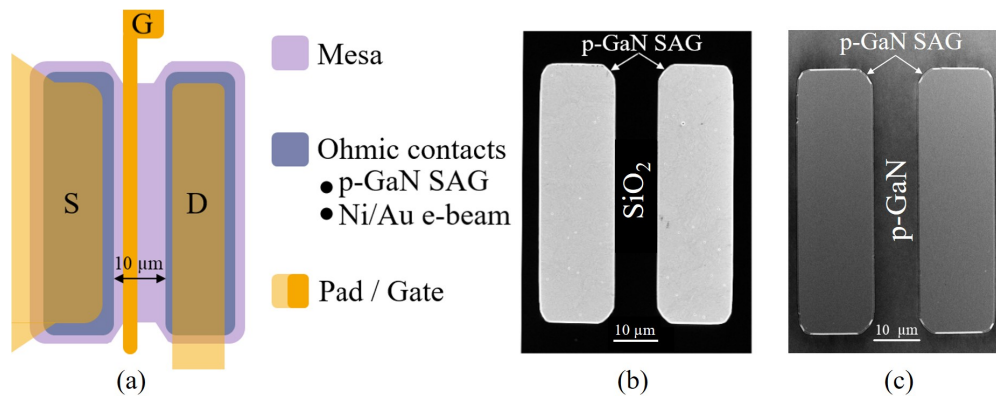


Abb. 9.3.: (a) Transistorlayout. Bereich der Mesa in lila. Die Maske für die ohmschen Kontakte in blau wird sowohl für das selektive Wachstum von p-GaN als auch für die Strukturierung der Metallkontakte genutzt. (b) REM-Aufnahme nach SAG von p-GaN. Es kann keine parasitäre Deposition auf der SiO_2 -Maske beobachtet werden. (c) REM-Aufnahme nach Entfernen der SiO_2 -Hartmaske auf einem p-GaN-Substrat.

der Transistoren und Teststrukturen abgeschieden werden. Nach der Lithographie wird die Probe mit belackter Hartmaske einem Trockenätzprozess ausgesetzt, um die Öffnungen der Hartmaske für das selektive Wachstum herzustellen (Abb. 9.2 (4)). Dazu wird ein ICP-Prozess mit Schwefelhexafluorid (SF_6) genutzt. Dort wo das SiO_2 nicht vom Photolack bedeckt ist, wird es bis zur GaN-Schicht komplett entfernt, so dass dort das selektive Wachstum via MOCVD auf dem uid-GaN bzw. p-GaN erfolgen kann. Nach einem Reinigungsschritt, indem der Photolack entfernt wird, wird die Probe in den MOVPE-Reaktor geladen, um p-GaN in den Bereichen abzuschneiden, die nicht durch SiO_2 bedeckt sind (Abb. 9.2 (5)). Für das SAG von p-GaN wurden grundsätzlich die selben Wachstumsparameter wie bei der ganzflächigen Abscheidung von p-GaN verwendet (s. Kap. 4.3). Lediglich der TMGa-Fluss wurde von 10 sccm auf 2 sccm reduziert. In Vorversuchen wurde SAG von uid-GaN mit verschiedenen TMGa-Flüssen auf GaN-Puffern unter Verwendung des gleichen Maskenlayouts und auch sonst identischen Prozessbedingungen durchgeführt. Dabei erwies sich ein möglichst niedriger TMGa-Fluss von 2 sccm als positiv bezüglich einer möglichst niedrigen Defektdichte [175]. Eine Minimierung des TMGa-Flusses wird auch in der Literatur für das selektive Wachstum empfohlen [83, 173]. Mit abnehmendem TMGa-Fluss nimmt die Ga-Adatomkonzentration auf der Hartmaske ab und die Diffusionslänge nimmt zu. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für parasitäre Deposition auf der Maske reduziert

und das laterale Wachstum unterstützt [83]. Nach dem SAG wird die SiO₂-Hartmaske unter Verwendung von BOE (engl. buffered oxide etch) vollständig entfernt (Abb. 9.2 (6), vgl. Abb. 9.3 (b) und (c)).

9.2. Wachstumsrate in Abhängigkeit von der Strukturgröße

Bei ganzflächiger Abscheidung beträgt die Wachstumsrate von p-GaN mit einem Cp₂Mg-Fluss von 500 sccm und einem TMGa-Fluss von 2 sccm etwa 3,5 nm/min bei 900 °C und 200 mbar. Für die Wachstumsdauer von p-GaN beim selektiven Wachstum wird 7,5 min gewählt, sodass bei ganzflächiger Abscheidung eine etwa 26 nm dicke Schicht zu erwarten ist. Da auf der SiO₂-Hartmaske kein Wachstum stattfindet, tragen die auf der Maske diffundierenden Atome zum Wachstum in den geöffneten Bereichen der Maske bei. Daher ist eine höhere Wachstumsrate und eine Abhängigkeit von der Strukturgröße beim SAG zu erwarten. Die mittels SAG erzielten Schichtdicken wurden

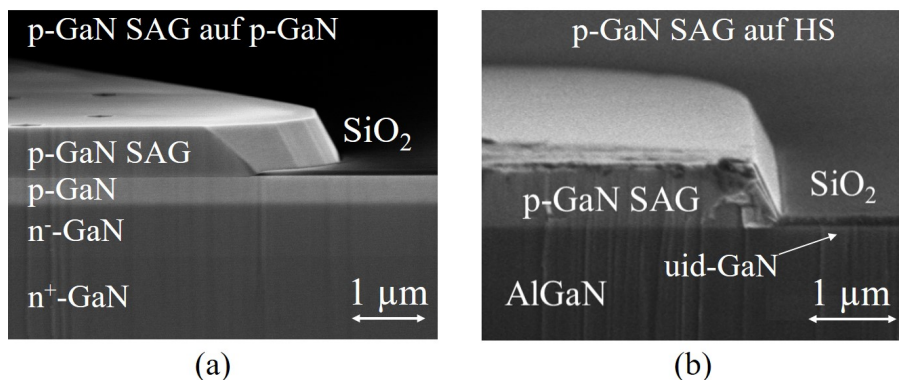


Abb. 9.4.: REM-Aufnahmen im Querschnitt der Proben nach SAG von p-GaN (a) SAG von p-GaN auf p-GaN-Substrat. (b) SAG von p-GaN auf GaN/AlGaN-Heterostruktur (HS).

mithilfe von AFM- und REM-Messungen an den unterschiedlichen Messstrukturen bestimmt. In den Bereichen für die Transistorkontakte, Source und Drain, beträgt die Schichtdicke des selektiv abgeschiedenen (p-)GaN etwa 600 bis 750 nm (Abb. 9.4 und Abb. 9.5). Im Vergleich zur Wachstumsrate beim ganzflächigen Wachstum ist die Wachstumsrate beim SAG in dem Bereich, der für ohmsche Kontakte vorbestimmt

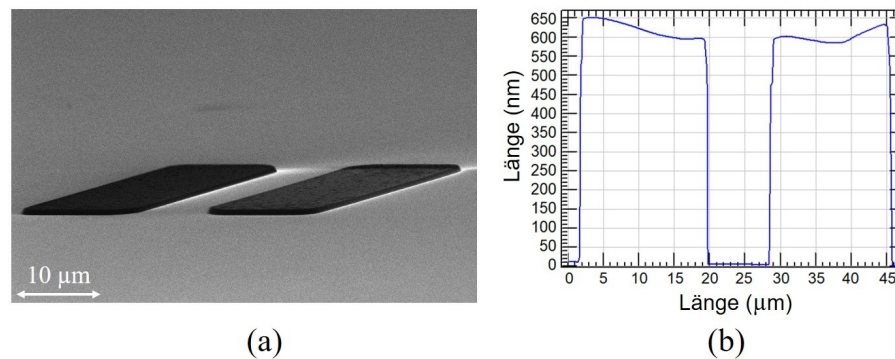


Abb. 9.5.: SAG von p-GaN im Bereich, der für die beiden ohmsche Kontakte eines Transistors vorgesehen ist. (a) REM-Aufnahme im Querschnitt an Probe S500 und (b) AFM-Profil an S500.

ist, etwa 28-mal höher. In Abbildung 9.5 (b) ist ein AFM-Profil von zwei selektiv abgeschiedenen p-GaN-Strukturen, für Source und Drain, dargestellt. Dabei fällt die Höhe der p-GaN-Strukturen von Außen hin zur Mitte des Transistors um ca. 50 nm über die Breite der Struktur ab. Diese Erhöhung der Außenkanten im Vergleich zu den Innenkanten kann an allen selektiv abgeschiedenen Strukturen beobachtet werden. Die Überhöhung an den Außenkanten ist mit der Diffusion der Ga-Adatome zur Maskenöffnung hin zu begründen, da mehr Adatome für das Wachstum zur Verfügung stehen je weiter die nächstgelegenen Strukturen entfernt sind. Im Gegensatz dazu ist das Wachstum durch die Anzahl verfügbarer Adatome begrenzt, wenn in unmittelbarer Nähe Strukturen vorhanden sind, an denen diese eingebaut werden können.

Zur Untersuchung der Auswirkung der Fläche der Maskenöffnung auf die Wachstumsrate wurden die Kantenhöhen von Transistor-Kontakten sowie von TLM- und CTLM-Strukturen bestimmt. Die Ergebnisse der Untersuchung mittels AFM und REM an den unterschiedlichen Strukturen sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst. Die Größe der Maskenöffnung wirkt sich stark auf die Wachstumsrate und somit auf die Höhe der selektiv abgeschiedenen Schicht aus. Wobei die größte Struktur auf der Maske, die CTLM-Struktur, eine Kantenhöhe aufweist, die mehr als doppelt so hoch ist wie die für ganzflächige Abscheidung erwarteten 26 nm. Im Gegensatz dazu ist die kleinste Struktur auf der Maske, die Lithografie-Kontrollstruktur, über 1 μm hoch. Die Ergebnisse zeigen, dass die Strukturen erwartungsgemäß höher werden je kleiner die Fläche der Maskenöffnung ist.

Struktur	Fläche (μm^2)	Höhe (nm)	Wachstumsrate nm/min
Transistor-Kontakt	15x40	600-750	80-100
TLM	200x700	150-350	20-47
CTLTM	250x1200	50-150	7-20

Tab. 9.1.: Höhe (nm) des mittels SAG abgeschiedenem p-GaN für ohmsche Kontakte von Transistoren, TLM-Strukturen und CTLTM-Strukturen. Das Intervall ergibt sich aus dem niedrigsten und höchstem mittels AFM gemessenen Wert für die Höhe der jeweiligen selektiv abgeschiedenen p-GaN-Struktur. Die Wachstumsrate entspricht der gemessenen Höhe geteilt durch die Wachstumsdauer von 7,5 min.

9.3. Oberflächenmorphologie von selektiv abgeschiedenem p-GaN

In Abbildung 9.6 sind die AFM-Aufnahmen der Oberfläche des selektiv abgeschiedenen p-GaN im Bereich der ohmschen Transistorkontakte (OTK) und der TLM-Struktur für die drei Proben S100, S200 und S300 abgebildet. Betrachtet man die Oberfläche im Bereich der OTK unter dem AFM erkennt man auf S100 bereits Ansätze für eine hexagonale Pyramidenstruktur, welche in p-GaN im Zuge der Selbstkompensation auftritt. Die Oberfläche im Bereich der OTK von S300 weist eine überwiegend stufenartige Oberfläche auf, wobei die Kanten der einzelnen Stufen im Gegensatz zum klassischen Step-flow eine hexagonale Struktur aufweisen, während im Bereich der selektiv gewachsenen TLM-Strukturen ausgebildete hexagonale Pyramiden zu erkennen sind (vgl. S300: OTK und TLM in Abb. 9.6). Auch bei S500 unterscheidet sich die Ausprägung der Pyramiden in den Bereichen für die TLM-Struktur von denen für die OTK deutlich. Bei der TLM-Struktur ist die Pyramidenstruktur, welche Selbstkompensation andeutet, deutlicher ausgeprägt. Dies ist auf die größere Fläche der TLM-Struktur im Vergleich zu dem Bereich der OTK zurückzuführen. Vergleicht man die AFM-Aufnahmen der S-Serie in Abbildung 9.6 so ist zu erkennen, dass die Oberfläche im Bereich der TLM-Strukturen im Vergleich zur Oberfläche der OTK auf eine höhere Mg-Konzentration hindeutet (vgl. Kap. 6). Insgesamt legen diese Beobachtungen die Vermutung nahe, dass die Mg-Konzentration in Strukturen mit kleiner Fläche und daher hoher Wachstumsrate kleiner ist als in Strukturen mit größerer Fläche und dementsprechend kleinerer Wachstumsrate.

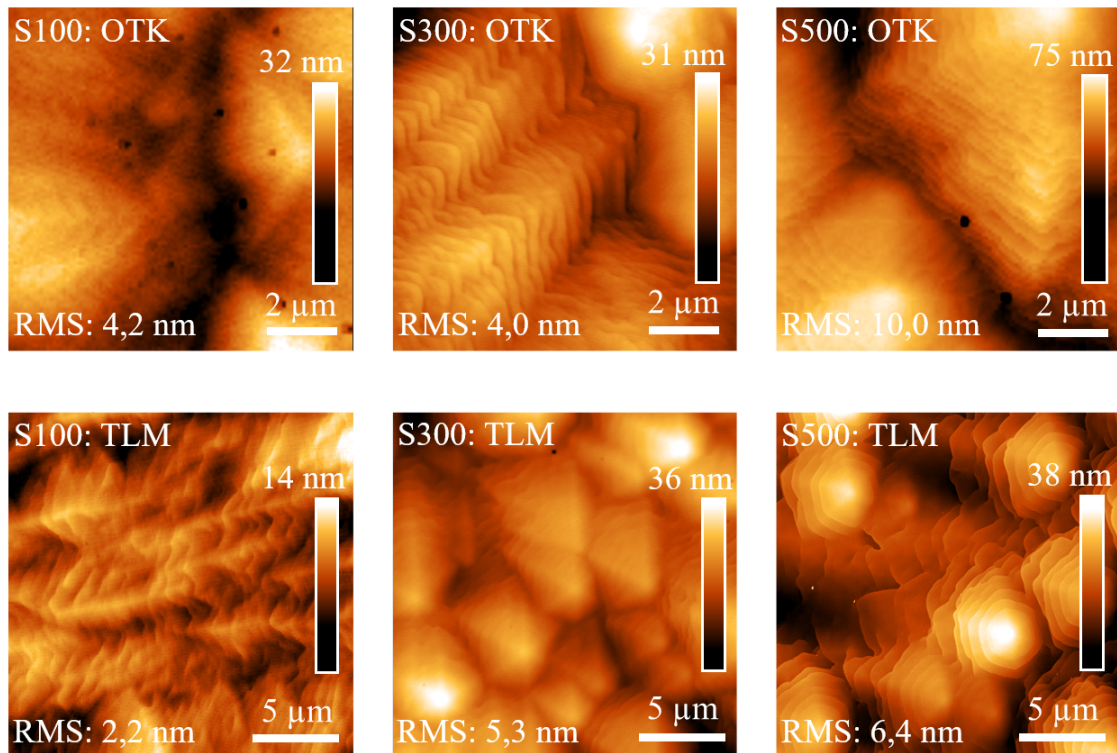


Abb. 9.6.: AFM Aufnahmen der Proben S100, S300 und S500 im Bereich eines ohmschen Transistor-Kontaktes (OTK) und im Bereich eines Kontaktes einer TLM-Struktur.

9.4. Charakterisierung der Löcherdichte und Löcherbeweglichkeit

Um den Einfluss des SAG auf die Eigenschaften der Templates zu untersuchen werden die Löcherdichte p_s und die Löcherbeweglichkeit μ_p der p-GaN-Schicht des p-GaN-Templates und des 2DHG der uid-GaN/AlGaN-Heterostruktur mit Hall-Messungen bestimmt. Für S100, S300, S500 sowie die U-Probe werden die Messungen nach dem SAG von p-GaN und anschließender Prozessierung durchgeführt. Das S-Substrat ist das prozessierte p-GaN-Substrat ohne SAG. Die Ergebnisse der Hall-Messungen sind in Tabelle 9.2 zusammengefasst. Für das S-Substrat beträgt der gemessene R_{sh} etwa $25 \text{ k}\Omega/\square$. Nach dem SAG auf solch einem S-Substrat, wird für S100, S300 und S500 ein höherer Schichtwiderstand von ungefähr $31 \text{ k}\Omega/\square$ ermittelt. Der höhere Schichtwiderstand für S100, S300 und S500 im Vergleich zum S-Substrat zeigt, dass das selektive

Probe	R_{sh} (k Ω/\square)	p_s ($\cdot 10^{12}$ cm $^{-2}$)	μ_p (cm 2 /Vs)
S-Substrat	24,9	16,4	15,3
S100	31,8	16,6	11,8
S300	30,6	16,4	12,4
S500	30,7	16,3	12,5
U	107	1,04	5,8

Tab. 9.2.: Hall-Messungen an den p-GaN-Substraten (S-Serie) und der GaN/AlGaIn-Heterostruktur (Probe U) nach SAG von p-GaN.

Wachstum einen Einfluss auf die Löcher in der p-GaN-Schicht des Substrates hat. Die Löcherdichte p_s von S100, S300 und S500 entspricht im Rahmen der Messungenauigkeit der Löcherdichte des p-GaN-Substrates. Im Gegensatz dazu ist die Löcherbeweglichkeit μ_p nach dem SAG für S100, S300 und S500 mit etwa 12 cm 2 /Vs im Vergleich zu 15 cm 2 /Vs um etwa 20 % reduziert. Die GaN/AlGaIn-Heterostruktur mit $t_{GaN} = 35$ nm und $x_{Al} = 30$ %, Probe U in Tab. 9.2 (vgl. Abb. 9.1) weist eine 2DHG-Dichte auf, die nahe an dem mittels TCAD [144] simulierten Wert liegt ($p_s^{sim} = 1,14 \cdot 10^{13}$ cm $^{-2}$, vgl. Tab. 9.2). Die Beweglichkeit μ_p von Probe U entspricht nur etwa 40 % der an Probe E0 (ca. 14 cm 2 /Vs Kap. 8.3.3) gemessenen Beweglichkeit. Die geringere Beweglichkeit der S-Proben nach dem SAG im Vergleich zum S-Substrat und die niedrige Beweglichkeit von Probe U im Vergleich zu Probe E0 (oder B5, C5 Kap. 8.3.4) zeigt damit eindeutig, dass durch das SAG die Beweglichkeit der Löcher bzw. des 2DHG negativ beeinflusst wurden. Eine mögliche Erklärung ist, dass während des SAG Si, welches aus der SiO $_2$ Maske bei den hohen Temperaturen freigesetzt wird, oberflächlich in die GaN-Schicht eingebaut wird und somit als Donator wirkt. Dem widerspricht allerdings, dass die Löcherdichte p_s der S-Proben und des S-Substrates im Rahmen der Messungenauigkeit gleich ist. Dennoch ist ein Einfluss von Defekten die während des SAG gebildet werden können wie eingebautes Si oder N-Leerstellen an der GaN-Oberfläche bzw. SiO $_2$ /GaN-Grenzfläche zu berücksichtigen. Die Streuung von Ladungsträgern, aufgrund von langreichweitiger Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungen an der Oberfläche bzw. an der Dielektrikum/ Halbleiter-Grenzfläche und den Ladungsträgern im Kanal wird durch Spiegelladungen erklärt und ist eine mögliche Ursache für die Verringerung der Beweglichkeit der Ladungsträger [176]. Es gilt zu klären, ob dieser negative Einfluss vermieden werden kann, indem ein anderes Material als SiO $_2$ für die Maske verwendet wird, oder ob sich das SAG

durch die hohen Temperaturen in Verbindung mit dem Unterschied in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen den Nitrid-Schichten und dem Saphir-Substrat, aber auch zwischen den beiden Nitrid-Schichten GaN und AlGaN, negativ auswirkt.

9.5. Kontaktwiderstand in Abhängigkeit von der Strukturgröße

Die Ni/Au-Kontakte auf den Proben S100, S300, S500 mit selektiv abgeschiedenem p-GaN sowie dem für diese S-Serie verwendeten p-GaN-Substrat werden mittels TLM charakterisiert. Zusätzlich werden im Vergleich die TLM an Probe U, welche auf einer uid-GaN/AlGaN-Heterostruktur mit selektiv abgeschiedenem p-GaN basiert, vorgestellt. In Kapitel 9.3 wird beschrieben, dass sich die Oberflächenmorphologie des selektiv abgeschiedenen p-GaN zwischen den unterschiedlich großen Messstrukturen unterscheidet. Dabei lässt eine stärkere Ausprägung der hexagonalen Pyramiden bei größeren Teststrukturen, bzw. bei größeren Flächen für das SAG auf eine höhere Mg-Dotierung schließen. Daher ist auch eine Abhängigkeit zwischen der Fläche der Teststruktur und den Kontakteigenschaften, dem Strom-Spannungsverhalten zu erwarten. Um diese Abhängigkeit zwischen Dotierstoffkonzentration und Größe der Messstruktur zu untersuchen werden TLM an unterschiedlichen Messstrukturen mit unterschiedlicher Größe bzw. Fläche durchgeführt. Für die Charakterisierung der Kontakteigenschaften und des Schichtwiderstands werden TLM an der klassischen TLM-Struktur, der CTLM-Struktur (s. Kap. 5.2.1), sowie an den ohmschen Kontakten, welche für Transistoren vorgesehen sind (s. Maske für Ohm-Kontakte im Anhang Abb. A.1), durchgeführt. Die für das Festlegen der Bereiche für die ohmschen Kontakte verwendete Maske beinhaltet mehrere Transistoren, bei denen der Abstand zwischen den ohmschen Kontakten variiert. Somit ist es möglich an den Strukturen, welche später für Transistoren genutzt werden sollen, TLM durchzuführen und den Kontaktwiderstand zu ermitteln.

Die an einer TLM-Struktur auf dem p-GaN-Substrat aufgenommenen IV-Kennlinien weisen eindeutig eine nicht-lineare Strom-Spannungs-Beziehung auf (s. Abb. 9.7). Auch an Probe S100 und S300 wird eine nicht-lineare Strom-Spannungs-Beziehung beobachtet. Bei Probe S300 ist der Strom höher als bei S100 und höher als der Strom des Substrats. Obwohl nicht-lineares Verhalten bei S300 zu beobachten ist (s. Abb. 9.7), haben sich die

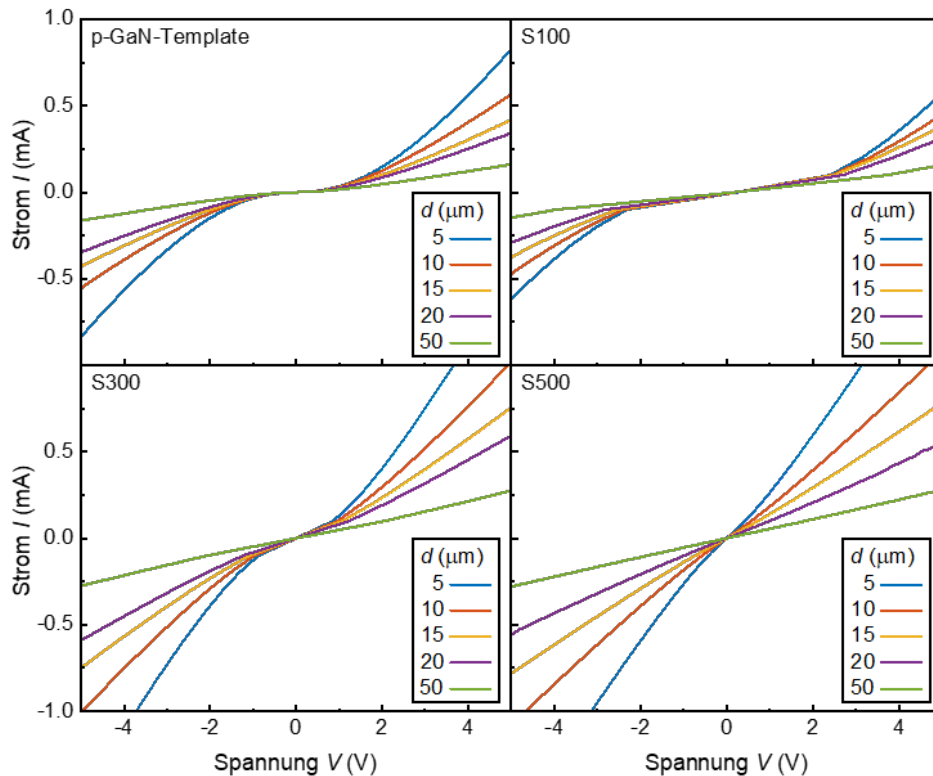


Abb. 9.7.: IV-Kennlinien der TLM-Struktur auf dem p-GaN-Substrat sowie den drei Proben S100, S300 und S500 mit selektiv abgeschiedenem p-GaN.

Kontakteigenschaften mit dem höheren Cp_2Mg -Fluss von 300 sccm für S300 im Vergleich zu S100 und zum p-GaN-Substrat verbessert. Bei dem höchsten Cp_2Mg -Fluss von 500 sccm kann annähernd eine lineare Beziehung zwischen Strom und Spannung, ohmsches Verhalten, festgestellt werden (s. S500 in Abb. 9.7).

In Abbildung 9.8 sind die IV-Kennlinien für die unterschiedlichen Abstände d bei der TLM an der TLM-Struktur, der CTLM-Struktur sowie an den ohmschen Transistorkontakten (OTK) für Probe S500 (oben in Abb. 9.8) und U (unten in Abb. 9.8) dargestellt. Beim Vergleich der IV-Kennlinien, die an der TLM-Struktur aufgenommen wurden, mit denen der größeren CTLM-Struktur, erkennt man, dass bei der CTLM-Struktur der Strom geringfügig höher ist als bei der TLM-Struktur, das heißt der Kontaktwiderstand ist etwas niedriger (Abb. 9.8). Anhand der IV-Kennlinien in Abhängigkeit des Abstandes zwischen den Kontakten (Abb. 9.7 und Abb. 9.8) werden die Kontaktparameter nach Kapitel 5.2.1 berechnet. Die Ergebnisse, die an unterschiedlichen Strukturen ermittelt wurden (Abb. 9.8), belegen eine Abhängigkeit

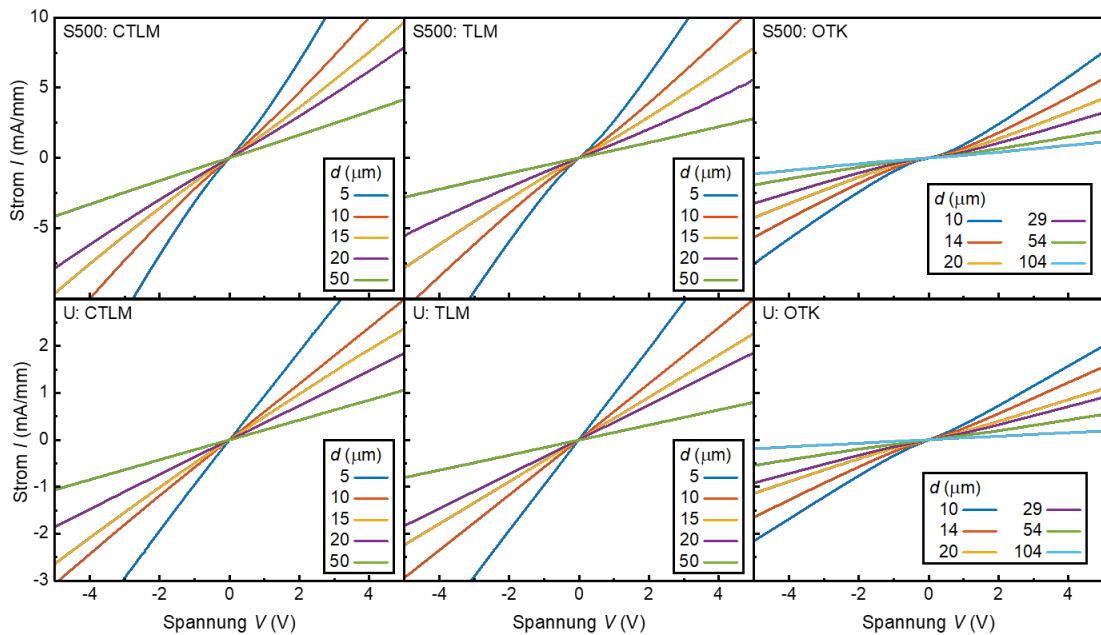


Abb. 9.8.: IV-Kennlinien ermittelt an CTLM- und TLM-Strukturen sowie an den ohmschen Transistorkontakten (OTK) für Probe S500 (oben) und U (unten).

der Kontakteigenschaften von der Größe der mittels SAG erzeugten Strukturen. In Kap. 9.2 wird gezeigt, dass die Schichtdicke, beziehungsweise die Kantenhöhe der selektiv gewachsenen Strukturen zunimmt, je kleiner die Maskenöffnung für die jeweilige Struktur ist. In Abbildung 9.9 ist der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c von S300, S500 und Probe U für die drei unterschiedlich großen Strukturen, an denen TLM durchgeführt wurde, in Abhängigkeit der mittels AFM ermittelten Höhe der Struktur (vgl. Kap. 9.2) dargestellt.

Bei allen drei gezeigten Proben weist ρ_c eine Abhängigkeit von der Strukturgröße bzw. der Strukturhöhe auf. Für die große CTLM-Struktur mit der kleinsten Strukturhöhe ist ρ_c deutlich niedriger als der an den kleineren FET-Kontakten mit hohen Kanten ermittelte. Der spezifische Kontaktwiderstand ρ_c nimmt mit zunehmender Strukturhöhe, also mit kleinerer Maskenöffnung, zu. Die Größe der Maskenöffnung bei selektivem Wachstum einer Struktur hat somit einen signifikanten Einfluss auf die Kontakteigenschaften dieser Struktur. Dies ist wahrscheinlich auf eine niedrigere Dotierung bei kleineren Strukturen infolge der höheren Wachstumsrate zurückzuführen. In [174] wird beschrieben, dass die Mg-Konzentration ungefähr umgekehrt proportional zur Wachstumsrate ist. Dieser Zusammenhang wird dadurch begründet, dass die Diffusionslänge von Mg im Vergleich zu der von Ga unter den Wachstumsbedingungen

klein ist [174].

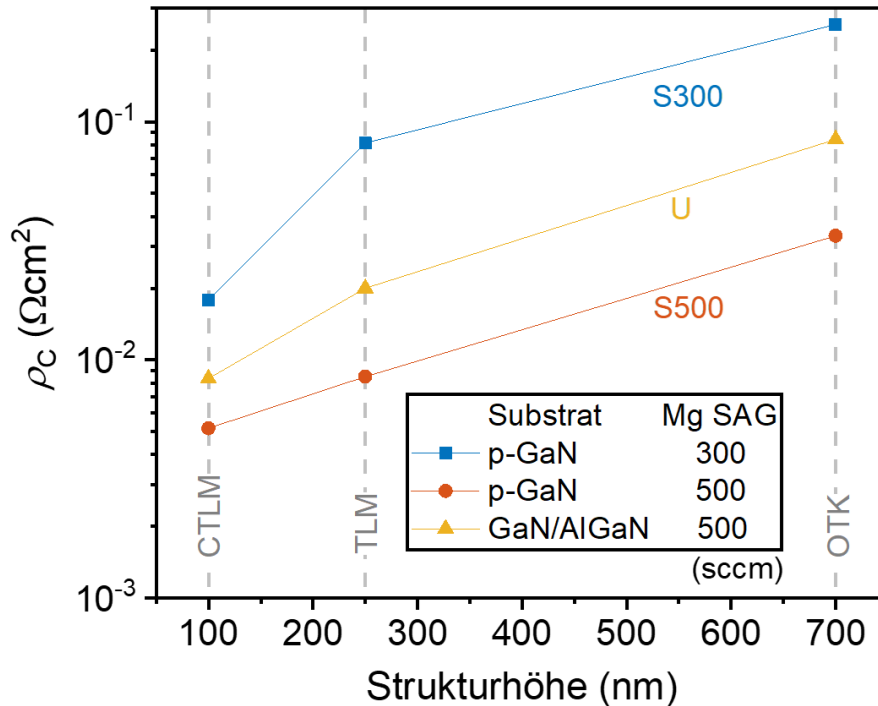


Abb. 9.9.: Spezifischer Kontaktwiderstand ρ_c von S300, S500 und U für die drei unterschiedlich großen Strukturen an denen TLM durchgeführt wurde in Abhängigkeit ihrer Höhen. OTK bezeichnet die ohmschen Transistorkontakte.

Im Vergleich zu dem an GaN/AlGaN-Heterostrukturen mit ganzflächig abgeschiedenem p-GaN ermittelte Kontaktwiderstand von bis zu $1 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ (s. Kap. A.5) muss die Mg-Konzentration im selektiv abgeschiedenen p-GaN erhöht werden, um den Kontaktwiderstand zu minimieren. Der Cp_2Mg -Fluss ist auf das Maximum (500 sccm) und der TMGa-Fluss auf das Minimum (2 sccm), der verwendeten MOVPE-Anlage eingestellt. Daher muss die Mg-Konzentration durch Änderung anderer Prozessparameter wie Temperatur und Druck oder durch Änderungen der MOVPE-Anlage (höherer Cp_2Mg -Fluss oder niedrigerer TMGa-Fluss) weiter gesteigert werden. Dennoch ist dies das erste Mal, dass ein ohmscher Kontakt mittels SAG von p-GaN zu einem 2DHG demonstriert wird.

9.6. p-Kanal-MISHFET mit selektiv abgeschiedenem p-GaN

Der schematische Aufbau eines p-Kanal MISHFET basierend auf uid-GaN/AlGa_N mit SAG von p-GaN, Probe U, ist in Abbildung 9.10 (a) dargestellt. Des Weiteren ist der

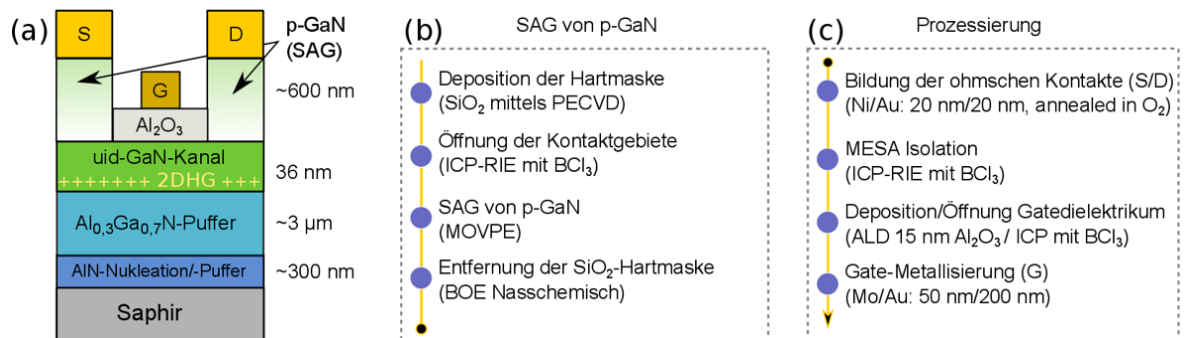


Abb. 9.10.: (a) Schematische Darstellung des mittels SAG von p-GaN auf einer GaN/AlGa_N-Heterostruktur hergestellten p-MISHFET. (b) Prozessablauf des SAG von p-GaN. (c) Herstellungsprozess von p-Kanal MISHFET nach SAG von p-GaN.

gesamte Prozessablauf für einen p-Kanal MISHFET mit SAG von p-GaN ausgehend von der nominell undotierten GaN/AlGa_N-Heterostruktur in in Abbildung 9.10 aufgelistet. Dieser Prozess lässt sich in das SAG von p-GaN und die Prozessierung zu MISHFET unterteilen (s. Abb. 9.10 (b) und (c)). Ausgenommen der Ätzung von p-GaN ist die Prozessierung vollständig identisch mit der in Kap. 4.3 vorgestellten Prozessierung der ganzflächig abgeschiedenen p-GaN/uid-GaN/AlGa_N-Heterostrukturen (s. Kap. 8.4). Das als Gate-Dielektrikum verwendete Al₂O₃ ist bei den MISHFET der SAG-Proben 15 nm dick. In Abbildung 9.11 sind Dual-sweep-Übertragungskennlinien eines SAG-basierten p-MISHFET dargestellt.

Der p-MISHFET weist d-mode-Verhalten mit $V_{th} = 3,66$ V (To-sweep) auf. Der An-Strom $|I_{On}|$ beträgt etwa 3,06 mA/mm bei $V_{DS} = -5$ V und der extrahierte SS beträgt 93,8 mV/dec. Aufgrund des Gate-Dielektrikums und des hohen Pufferwiderstands sind $|I_G|$ und $|I_{off}|$ auf etwa 10^{-8} mA/mm unterdrückt und es resultiert eine hohe *on/off-ratio* $\sim 10^8$. Bei $V_{DS} = -5$ V ergibt sich eine Hysteresenweite ΔV_{hys} von etwa 2,61 V. Die Hysterese wird, wie in Kapitel 8.4.3 beschrieben, durch *Trapping* von Löchern an der Al₂O₃/GaN-Grenzfläche verursacht. Der hier vorgestellte

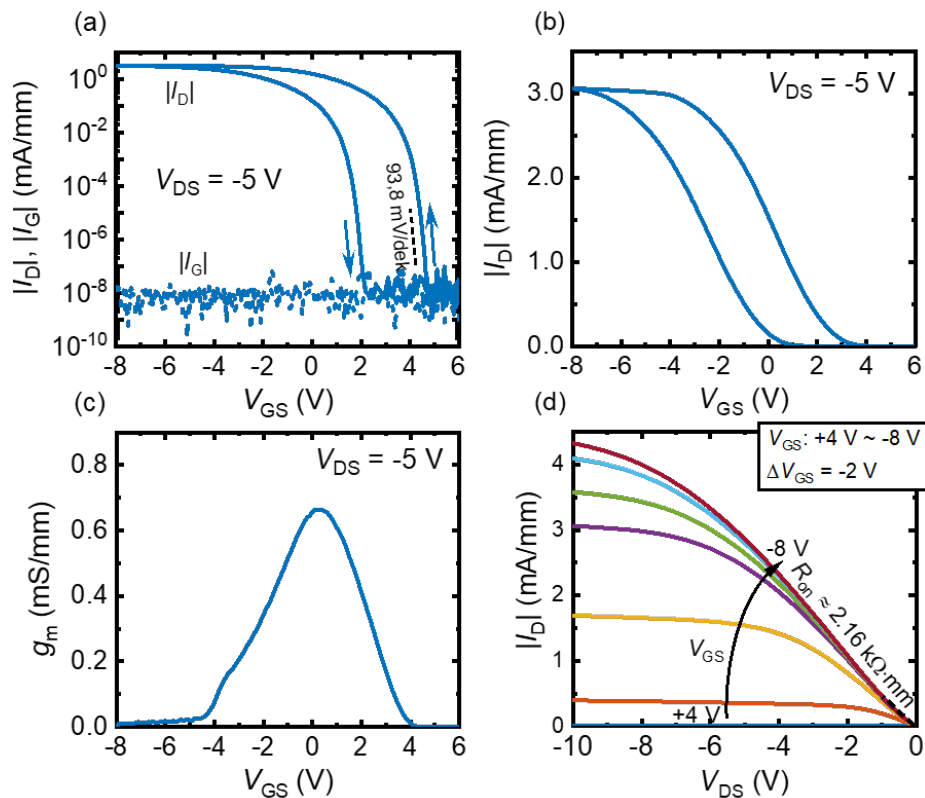


Abb. 9.11.: DC-Eigenschaften des SAG-basierten d-mode p-Kanal-MISHFET: (a) halblogarithmische Darstellung von Dual-sweep-Übertragungskennlinien mit Variation von V_{DS} von -5 V bis -1 V (b) Dual-sweep-Übertragungskennlinien in linearer Auftragung, (c) extrinsische Steilheit g_m der To-sweeps und (d) Ausgangskennlinienfeld.

Wert für ΔV_{hys} für den p-Kanal-MISHFET mit selektiv abgeschiedenem p-GaN ist geringfügig niedriger als die Werte für die Hysteresenweite für p-Kanal-MISHFET ohne selektiv abgeschiedenem p-GaN (vgl. Kap. ??). Ein detaillierterer Vergleich zwischen p-Kanal-MISHFET mit und ohne selektiv abgeschiedenem p-GaN in Bezug auf *Trap*-Dichten wird nicht weiter verfolgt. Bei $V_{DS} = -5$ V beträgt die maximale extrinsische Steilheit g_m etwa 0,66 mS/mm (s. Abb. 9.11 (c)). Dem Ausgangskennlinienfeld in Abbildung 9.11 (d)) ist ein Maximalstrom $|I_D|$ von 4,32 mA/mm bei $V_{DS} = -10$ V zu entnehmen und der extrahierte An-Widerstand R_{on} beträgt 2,16 kΩmm. Die p-Kanal-MISHFET mit selektiv gewachsenem p-GaN demonstrieren, dass ein 2DHG ohne Mg-Dotierung induziert werden kann.

9.6.1. Verhalten von p-Kanal-MISHFET bei hohen Temperaturen

In Abbildung 9.12 sind die To-sweeps der Transferkennlinien eines p-Kanal-MISHFET, der mittels SAG von p-GaN auf einer nominell dotierstofffreien GaN/AlGaN-Heterostruktur, Probe U, realisiert wurde, dargestellt. Die Messungen

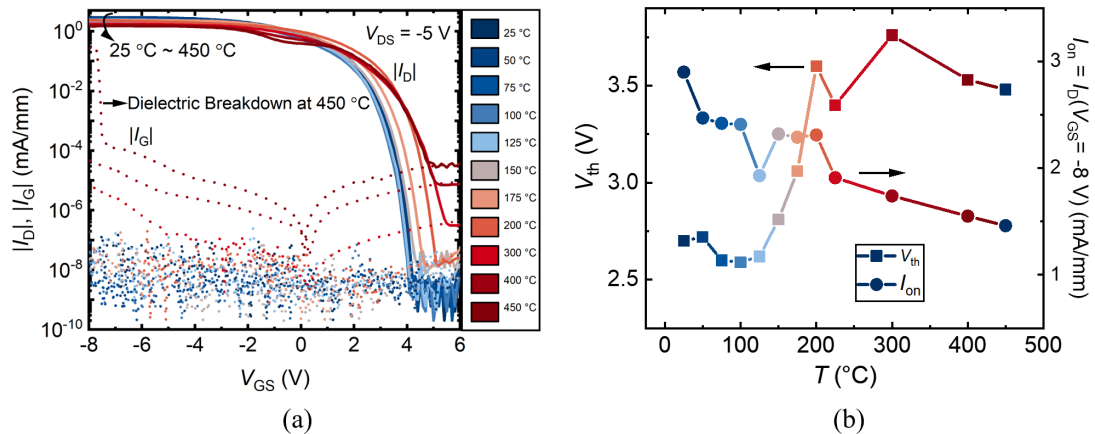


Abb. 9.12.: (a) Übertragungskennlinien eines p-MISHFET mit SAG von p-GaN in einem Temperaturbereich zwischen RT und 450 °C. (b) Schwellenspannung V_{th} und An-Strom I_{on} in Abhängigkeit der Temperatur.

zeigen, dass der p-MISHFET bis 400 °C betrieben werden kann. Die Schwellenspannung V_{th} , definiert als V_{GS} bei $|I_D| = 10^{-2}$ mA/mm, beträgt bei RT etwa 2,7 V. In dem Temperaturbereich von RT bis einschließlich 125 °C ist V_{th} annähernd temperaturunabhängig. Zwischen 125 °C und 200 °C nimmt V_{th} um etwa 1 V zu und ändert sich ab 200 °C bis 450 °C nicht signifikant. Der Sperrstrom $|I_{off}|$ ($|I_D|$ bei $V_{GS} = +6$ V) entspricht bis 125 °C der Auflösungsgrenze des Messgerätes ($\sim 10^{-9}$ mA/mm). Ab 150 °C nimmt der Strom vermutlich aufgrund von Gate-Leckströmen zu ($I_D \approx I_G$ im *off-state*) und steigt bis auf 10^{-5} mA/mm bei 450 °C an. Der An-Strom $|I_{on}|$ beträgt 2,43 mA/mm bei 25 °C und bei 450 °C noch 1,47 mA/mm. Im Vergleich zu den herkömmlich realisierten p-MISHFET (vgl. Kap. 8.4.4) ist die Reduzierung von $|I_{on}|$ mit steigender Temperatur deutlich geringer. Für diese p-MISHFET beträgt $|I_{on}|$ bei Raumtemperatur etwa 2,41 mA/mm und bei 300 °C etwa 0,03 mA/mm (Kap. 8.4.4). Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei dem hier gezeigten MISHFET mittels SAG kein Mg im Kanal vorliegt und daher auch eine geringere Streuung an Ionenrümpfen auftritt.

10. Charakterisierung von GaN-basierten Speicherzellen

Zur Datenspeicherung werden meist Si-basierte Flash-Speicher aufgrund ihres niedrigen Preises, ihrer hohen Zuverlässigkeit und ihrer hohen Speicherdichte eingesetzt [177]. Si-basierte Flash-Speicher sind für einen Temperaturbereich von 0 °C bis 70 °C (-45 °C bis 85 °C für industrielle Anwendungen) ausgelegt [178]. Die obere Temperaturgrenze ist auf die geringe Bandlücke von Si (1,1 eV) zurückzuführen und die untere Grenze auf die Abnahme der thermischen Ionisation der in Si-basierter Elektronik nötigen Dotierstoffe. Für den Betrieb in einem weiteren Temperaturfenster sind Halbleiter mit großer Bandlücke wie GaN, AlN und AlGaIn sowie polarisations-induzierte Ladungsträgerdichten, die auch bei niedrigen Temperaturen bestehen geeignet. Dadurch kann der Betriebsbereich auf -230 °C bis 500 °C [179] und darüber hinaus erweitert werden. Zusätzlich eröffnet die Strahlungshärte von GaN-basierten Bauelementen neue potenzielle Anwendungen in Umgebungen, in denen Si-basierte Geräte nicht eingesetzt werden können [180].

In dieser Arbeit wird ein von Gerrit Lükens [159] vorgestellter Ansatz zur Herstellung einer GaN-basierten Hochtemperatur-Speicherzelle untersucht. Dazu werden mittels MOVPE AlGaIn/GaN/AlGaIn-Doppel-Heterostrukturen (DH) abgeschieden und mit Al₂O₃ als Gate-Dielektrikum zu n-Kanal-MISHFET prozessiert (s. Kap. 4.4). Als Referenz wird eine AlGaIn/GaN-Einzel-Heterostruktur (EH) zusammen mit den DH prozessiert. Das Funktionsprinzip ähnelt dem einer Si-basierten Flash-Speicherzelle und wird in Kap. 10.1 diskutiert. Anschließend werden in Kapitel 10.2 die epitaktischen Schichtstapel und die strukturelle Charakterisierung mittels HRXRD vorgestellt. Die Teststrukturen und MISHFET werden in Kapitel 10.3 mithilfe von Hall- und CV-Messungen sowie Aufnahmen der Transferkennlinien elektrisch charakterisiert. In verschiedenen Ladezuständen der GaN-basierten Speicherzelle

10.1. Funktionsprinzip - Banddiagramme

Allgemein basieren n-Kanal MISHFET auf einer AlGaIn/GaN-EH, in der aufgrund des Polarisationsunterschiedes ein 2DEG induziert wird. Bei GaN-basierten MISHFET führt das Einfangen *Trapping* in Grenzflächenzuständen an der Dielektrikum/Halbleiter-Grenzfläche zu einer Verschiebung der Schwellenspannung V_{th} , da die Grenzflächenladung das 2DEG verarmt [159]. Diese Ladungseinfang-Schicht wird als CTL (*charge trapping layer*) bezeichnet. Tiefe Zustände (*Traps*) an der Grenzfläche mit ausreichend großem energetischem Abstand zu Valenz- und Leitungsbändern der AlGaIn-Barrierschicht können selbst bei erhöhten Temperaturen sehr große charakteristische Zeitkonstanten (10^{10} s bei Raumtemperatur [161]) aufweisen. Für die Anwendung als Speicherzelle sind Lade- und Entladevorgänge der *Traps* im CTL erforderlich. Eine schnelle und annähernd vollständige Entladung der CTL bei negativer Vorspannung ist in den EH-MISHFET nur mit Unterstützung von UV-Licht möglich [181].

Die hier vorgestellte GaN-basierte Speicherzelle basiert, wie in [159, 182] vorgeschlagen, auf dem in Abb. 10.1 schematisch dargestellten AlGaIn/GaN/AlGaIn-DH-MISHFET. Im Folgenden wird anhand des Banddiagramms der DH das Funktionsprinzip der GaN-Speicherzelle vorgestellt. In der AlGaIn/GaN/AlGaIn-DH sind die Dicken und Al-Gehalte so gewählt, dass an der oberen AlGaIn/GaN-Grenzfläche ein 2DEG gebildet wird und an der unteren GaN/AlGaIn-Grenzfläche ein 2DHG (s. Abb. 10.1 (a)). Das Anlegen einer positiven V_{GS} , die so groß ist, dass Ladungsträger die AlGaIn-Barriere überwinden können, führt zur Ansammlung und zum *Trapping* von Elektronen im CTL. Dadurch wird die CTL geladen und die Speicherzelle in den SET-Zustand versetzt (s. Abb. 10.1 (b)). Aufgrund ihrer großen Zeitkonstante bleiben die tiefen Zustände (*deep traps*) im CTL zunächst geladen, wenn das 2DEG durch Anlegen einer negativen V_{GS} verarmt wird. In der Speicherzelle führt eine weitere Erhöhung von $|V_{GS}|$ in negative Richtung schließlich zu einer Lochinjektion vom 2DHG zum CTL, wodurch die Grenzflächenzustände entladen werden und die Speicherzelle wieder in den anfänglichen RESET-Zustand versetzt wird (Abb. 10.1 (c)). Der Ladezustand des CTL beeinflusst die Schwellenspannung $V_{RESET} \ll V_{th} \ll V_{SET}$ des DH-MISHFET und erzeugt somit eine große steuerbare Hysterese in der Übertragungskennlinie, wodurch der Einsatz als Speicherzelle ermöglicht wird. Ziel dieser Arbeit ist es, das Funktionsprinzip dieses Ansatzes zu demonstrieren

und die Hysterese der Übertragungskennlinien von AlGaIn/GaN/AlGaIn-DH-MISHFET in Abhängigkeit vom Al-Gehalt in der AlGaIn-Pufferschicht zu charakterisieren.

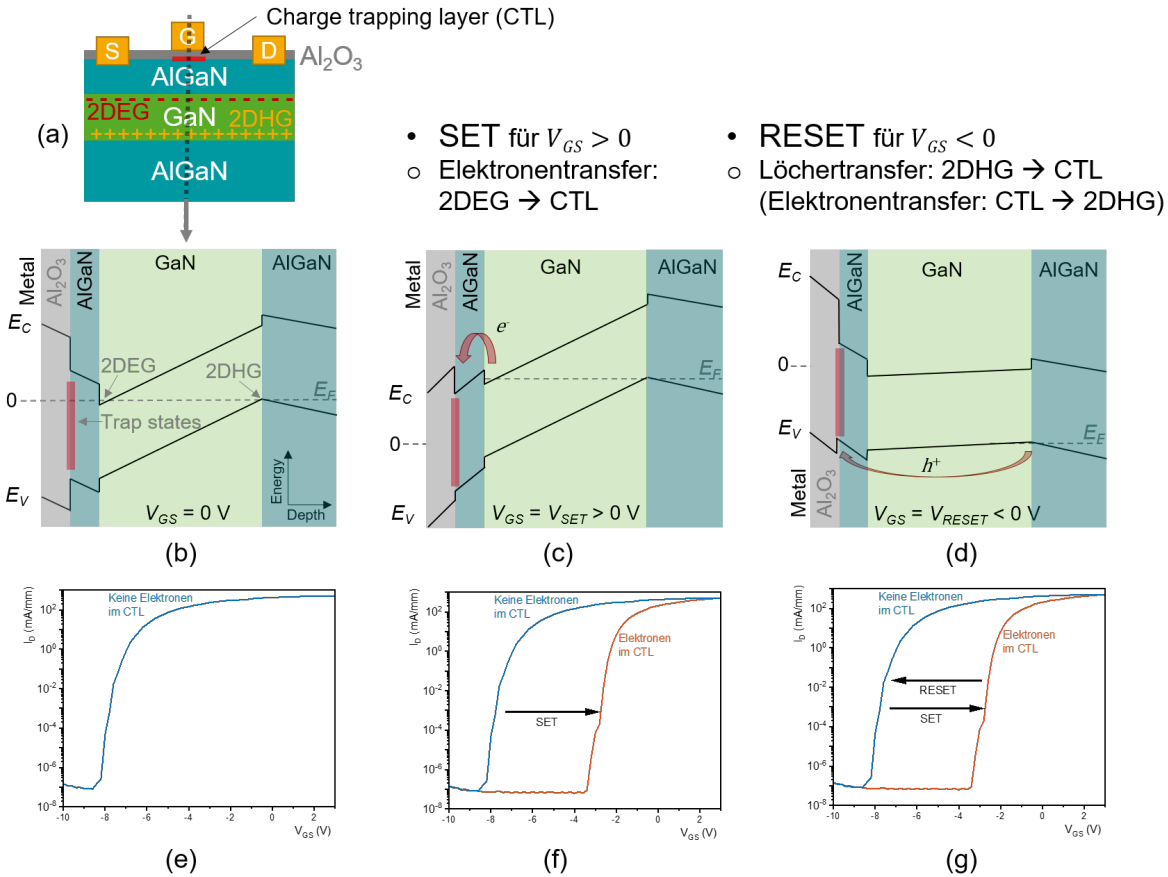


Abb. 10.1.: Funktionsprinzip der GaN-basierten Speicherzelle nach [159]. (a) Schematischer Schichtstapel der Proben A1-A3 (b)–(d) Vereinfachte Banddiagramme entlang der gepunkteten Linie in (a). (b) bei $V_{GS} = 0$ V (c) SET (Laden) bei $V_{GS} > 0$ V und (d) RESET (Entladen) bei $V_{GS} < 0$ V. (e)–(g) Übertragungskennlinien in Abhängigkeit des Ladezustandes des CTL.

10.2. Probenübersicht und strukturelle Charakterisierung

Um das Funktionsprinzip der GaN-basierten Speicherzelle und den Einfluss der 2DHG-Eigenschaften an der GaN/AlGaIn-Grenzfläche auf den RESET-Prozess zu

untersuchen wurden drei AlGa_xN/GaN/AlGa_xN-DH mit unterschiedlichem Al-Gehalt in der AlGa_xN-Pufferschicht (A1-A3) und eine AlGa_xN/GaN-EH (A0) mit einem GaN-Puffer, d. h. ohne 2DHG, abgeschieden. Alle vier Proben werden auf nominell identischen, etwa 300 nm dicken AlN-Pufferschichten (Nieder- und Hochtemperatur-AlN, s. Kap. 4.2) abgeschieden. Als Referenz wurde Probe A0 mit einer etwa 20 nm dicken Al_{0,25}Ga_{0,75}N-Barriere auf einem GaN-Puffer (1,8 μm) abgeschieden (s. Abb. 10.2 (a)). Die Epitaxiestapel für A1, A2 und A3 sind DH, die aus einem etwa 2 μm Al_xGa_{1-x}N-Puffer mit unterschiedlichen Al-Gehalt, einer etwa 300 nm GaN-Kanalschicht und einer nominell 20 nm dicken Al_{0,35}Ga_{0,65}N-Barriere bestehen (s. Abb. 10.2 (b)).

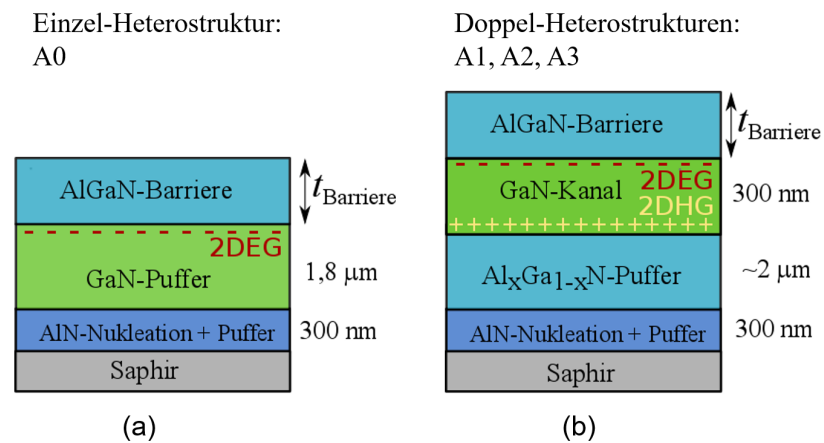


Abb. 10.2.: Schematischer Aufbau der Epitaxie-Stapel, die für GaN-basierte Speicherzellen untersucht werden. (a) Die Referenzprobe A0 stellt eine einzelne AlGa_xN/GaN-Heterostruktur dar, welche ein 2DEG induziert aber kein 2DHG. (b) Die Doppel-Heterostrukturen A1, A2 und A3 unterscheiden sich nominell lediglich im Al-Gehalt des AlGa_xN-Puffers. An der oberen AlGa_xN/GaN-Grenzfläche wird ein 2DEG induziert. An der unteren GaN/AlGa_xN-Grenzfläche kann je nach Al-Gehalt des Puffers ein 2DHG induziert werden.

Der Al-Gehalt der AlGa_xN-Barriere $x_{\text{Al,Barriere}}$ und des AlGa_xN-Puffers $x_{\text{Al,Puffer}}$ wird für jede Probe aus den mittels HRXRD gemessenen (105)-RSM berechnet und ist in Tabelle 10.1 aufgelistet. In Abbildung 10.3 sind die (105)-RSM der Proben A0 (a) und A3 (b) abgebildet. Für Probe A0 weisen GaN-Puffer und AlGa_xN-Barriere die gleiche Q_x -Koordinate auf. Das bedeutet die AlGa_xN-Schicht hat den a -Gitterparameter des GaN-Puffers übernommen. Auch für Probe A3 gilt, dass die AlGa_xN-Barriere pseudomorph auf dem GaN(-Kanal) ist. Die in Abbildung 10.2

angegebenen Schichtdicken wurden aus den in-situ gemessenen Wachstumsraten und der Wachstumsdauer berechnet. Die Schichtdicke der AlGaN-Barriere t_{Barriere} wurde jeweils durch Anpassung einer Simulation an einen HRXRD (002)- 2θ - ω -scan (Anhang Abb. A.4) und unter Verwendung der ermittelten AlGaN-Zusammensetzungen von Barriere und Puffer ermittelt (s. Tabelle 10.1).

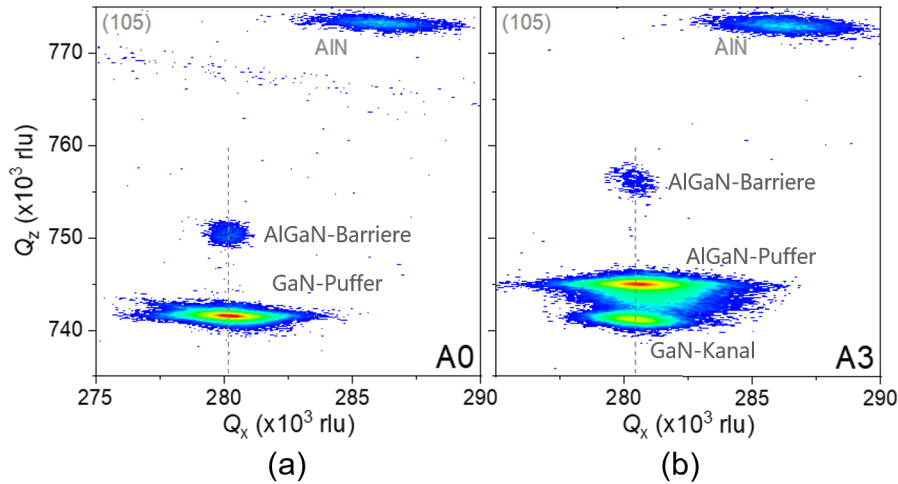


Abb. 10.3.: HRXRD (105)-RSM der Epitaxie-Stapel von A0 (a) und A3 (b), die für den Einsatz als GaN-basierte Speicherzellen untersucht werden. Aus der Position des jeweiligen Reflexes wird der Al-Gehalt der AlGaN-Barriere sowie des AlGaN-Puffers berechnet.

Die Epitaxie-Stapel A0, A1, A2 und A3 werden zu n-Kanal MISHFET mit einer 10 nm dicken Al_2O_3 -Schicht als Gate-Dielektrikum prozessiert (s. Kap. 4.4).

Zusätzlich zu den Ergebnissen der strukturellen Charakterisierung sind die Ergebnisse der Hall-Messungen bei RT, die 2DEG-Dichte $n_{2\text{DEG}}$ und Beweglichkeit $\mu_{2\text{DEG}}$, der Proben A0-A3 in Tabelle 10.1 zusammengefasst. Der Einfluss des 2DHG (falls vorhanden) auf die Leitfähigkeit und die Hall-Messergebnisse ist vernachlässigbar, da die Beweglichkeit der Löcher mindestens zwei Größenordnungen niedriger ist als die Beweglichkeit der Elektronen [183, 184].

Aufgrund des ähnlichen Al-Gehaltes und der ähnlichen Dicke der AlGaN-Barriere ist $n_{2\text{DEG}}$ in den Proben A1–A3 nahezu identisch. Im Gegensatz dazu weist Referenzprobe A0 eine geringere 2DEG-Dichte aufgrund eines niedrigeren Al-Gehaltes $x_{\text{Al,Barriere}}$ auf. Basierend auf dem gemessenen Al-Gehalt im AlGaN-Puffer und der Dicke des GaN-Kanals kann die theoretisch erwartete 2DHG-Dichte $p_{2\text{DHG}}$ gemäß [21] für die drei

Probe	$x_{\text{Al,Barriere}}$ (%)	t_{Barriere} (nm)	$x_{\text{Al,Puffer}}$ (%)	$n_{2\text{DEG}}$ 10^{12} cm^{-2}	$\mu_{2\text{DEG}}$ cm^2/Vs	$p_{2\text{DHG}}$ 10^{12} cm^{-2}
A0	25	29	-	8,4	2030	-
A1	37	19	5	11,2	1620	1,5
A2	34	20	9	11,7	1580	3,7
A3	36	19	12	11,5	1570	5,2

Tab. 10.1.: Zusammenfassung der Ergebnisse von XRD- und Hall-Messungen für die Proben A0, A1, A2 und A3. Die Dicke der oberen AlGa_N-Barriere t_{Barriere} und der Al-Gehalt $x_{\text{Al,Barriere}}$ sowie der Al-Gehalt $x_{\text{Al,Puffer}}$ des AlGa_N-Puffers sind aus XRD-Messungen extrahiert. Die 2DEG-Dichte $n_{2\text{DEG}}$ und Beweglichkeit $\mu_{2\text{DEG}}$ wurden mittels Hall-Messungen bestimmt. Zusätzlich ist die gemäß Gl. 10.49 theoretisch erwartete 2DHG-Dichte $p_{2\text{DHG}}$ angegeben.

DH angenähert werden:

$$p_{2\text{DHG}} \approx -\frac{1}{e} \left(\sigma_{\text{int}} + \frac{\epsilon_{\text{GaN}} E_{\text{g}}}{t_{\text{GaN}} e} \right). \quad (10.49)$$

Hier sind E_{g} , ϵ_{GaN} und t_{GaN} die Bandlücke, Dielektrizitätskonstante und die Dicke des GaN-Kanals. Die negative ortsfeste Schichtladungsdichte σ_{int} an der GaN/AlGa_N-Grenzfläche entspricht dem Polarisationsunterschied zwischen GaN-Kanal und AlGa_N-Puffer (s. Kap. 2.2.2).

10.3. Hysterese von Übertragungskennlinien und CV-Messungen

In Abbildung 10.4 sind die Übertragungskennlinien von EH-MISHFET A0 und DH-MISHFET A3 dargestellt. Es wurden Dual-sweep-Messungen bei $V_{\text{DS}} = 10 \text{ V}$ durchgeführt, bei denen V_{GS} von -12 bis 6 V (forward, f) und zurück (backward, b) gesteuert wird. Im Anschluss an die erste Messung (1f und 1b in Abb. 10.4) wird eine zweite Dual-sweep-Messung (2f und 2b) durchgeführt. In der ersten Messung der Übertragungskennlinie von A0 wird eine weite Hysterese (Unterschied zwischen den Kurven 1f und 1b in Abb. 10.4 (a)) beobachtet. Die Verschiebung der Übertragungskennlinie wird durch eine Aufladung des CTL bei hohen V_{GS} von bis zu $+6 \text{ V}$ hervorgerufen und als SET bezeichnet. Die im Anschluss aufgezeichnete zweite Dual-sweep-Messung der Übertragungskennlinie weist eine deutlich engere Hysterese (zwischen den Kurven 2f und 2b in Abb. 10.4 (a)) auf. Dies lässt darauf schließen, dass

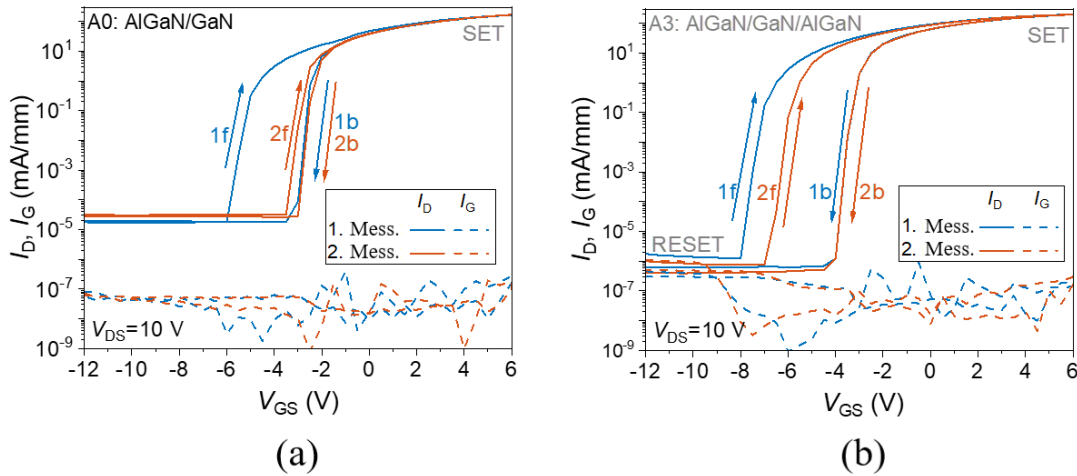


Abb. 10.4.: Erste und zweite Messung der Übertragungskennlinien der Proben A0 (a) und A3 (b) bei $V_{DS} = 10$ V. Die durchgezogenen Linien zeigen I_D und die gestrichelten Linien I_G . Das Laden und Entladen des CTL bei hohen positiven oder negativen Spannungen führt zu einer Verschiebung der Übertragungskurven.

nur ein geringer Anteil der *Traps* im CTL durch negative V_{GS} bis zu -12 V entladen werden können. Dies bedeutet, dass in einem MISHFET, welcher auf einer einzelnen AlGaN/GaN-Heterostruktur basiert, kein (rein) elektrischer RESET möglich ist.

Der auf Probe A3 basierende DH-MISHFET weist eine ähnliche Hysterese wie A0 in der ersten Dual-sweep-Messung der Übertragungskennlinie auf (1f und 1b in Abb. 10.4 (b)). Im Gegensatz zu A0 bleibt diese Hysterese jedoch in nachfolgenden Messungen bestehen, was darauf hindeutet, dass die im CTL eingefangenen Ladungen mit großem negativem V_{GS} entladen wurden (vgl. Abb. 10.1 (c)). Die Ergebnisse zeigen, dass der Entladevorgang direkt mit der berechneten 2DHG-Dichte zusammenhängt.

In Abbildung 10.5 sind die zweiten Dual-sweep-Messungen der Übertragungskennlinien der Proben A1 bis A3 dargestellt. Insgesamt wird die aufgezeichnete Hysterese ΔV_{th} mit zunehmendem Al-Gehalt im AlGaN-Puffer größer, verursacht durch eine höhere 2DHG-Dichte. Die CTL wird zu Beginn der zweiten Messung bei den hohen negativen Spannungen durch Löcher aus dem 2DHG entladen. Probe A1 weist bei der zweiten Messung, ähnlich wie A0, eine verschwindend geringe Hysterese auf. Dies wird durch die niedrige 2DHG-Dichte in A1, infolge des niedrigen Al-Gehaltes erklärt. Das Vorhandensein eines 2DHG in den Proben A1 bis A3 wird durch CV-Messungen (Abb. 10.5 (b)) an großflächigen MIS-Dioden bestätigt. Die

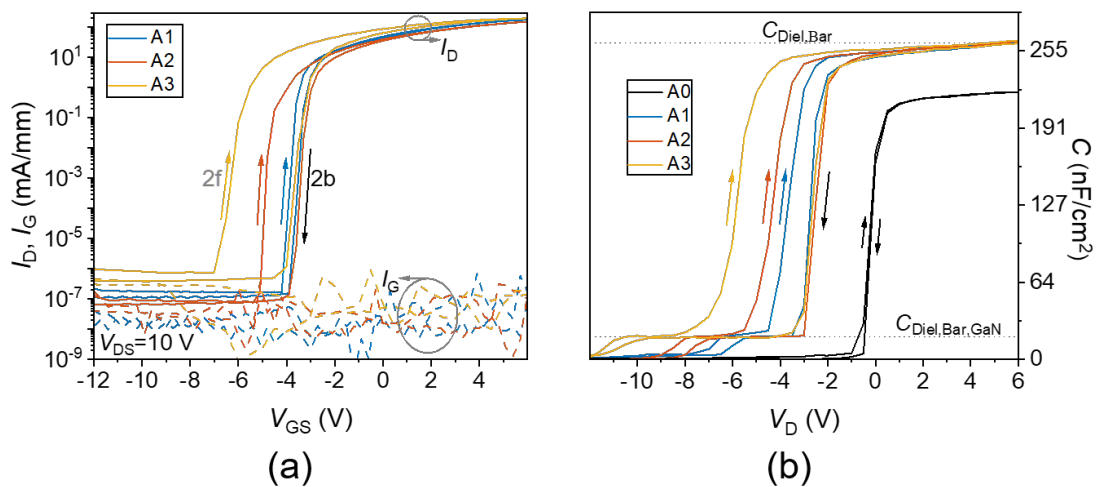


Abb. 10.5.: (a) Zweite Messung der Transferhysterese von DH-MISHFET A1-A3 mit V_{GS} -12 bis 6 V und zurück. Gestrichelte Linien zeigen Gate-Ströme. (b) Erste CV-Messungen an Flächendioden auf A1-A3. Erste Messungen mit V_D von 6 bis -12 V und zurück. Das CTL wird zu Beginn des Sweeps geladen. Die Breite der Hysterese nimmt in (a) und (b) mit dem Al-Gehalt im AlGaN-Puffer zu. $C_{\text{Diel,Bar}}$ ist die Kapazität zwischen MIS-Kontakt und 2DEG und setzt sich aus Dielektrikum und AlGaN-Barriere zusammen. Für die Kapazität $C_{\text{Diel,Bar,GaN}}$ zwischen MIS-Kontakt und 2DHG muss zusätzlich die GaN-Schicht berücksichtigt werden.

CV-Messungen in Abbildung 10.5 (b) beginnen im Gegensatz zu den Transferkurven bei hohen positiven V_{GS} . Das bedeutet, dass die CTL zu Beginn der Messung aufgeladen wird. Aus diesem Grund ist keine Hysterese für Probe A0 in den CV-Messungen zu beobachten. Insgesamt wird in den CV-Messungen an den vier Proben ein ähnlicher Trend hinsichtlich der Weite der Hysterese wie in den Übertragungskennlinien festgestellt. Bei hohen positiven V_{GS} ist das 2DEG angereichert, sodass nur die dielektrische Schicht und die AlGaIn-Barriere zur gemessenen Kapazität beitragen ($C_{Diel,Bar}$ in Abb. 10.5). Für die Proben A1–A3 kann eine kleine konstante Kapazität bei großen negativen Spannungen gemessen werden. Diese Kapazität wird zwischen Gate-Elektrode und 2DHG gebildet, welche durch die Al_2O_3 -Schicht, die AlGaIn-Barriere und den GaN-Kanal getrennt sind. Die V_{GS} , bei der das Plateau verschwindet, korreliert mit der Vorspannung, die für einen RESET der Speicherzelle erforderlich ist, und zeigt den Stromfluss in der Struktur an.

Erste Ergebnisse bezüglich der für Speicherzellen wichtigen Anforderungen wie zum Beispiel der Langzeitstabilität eines Speicherzustandes oder die nötigen Spannungen, um die einzelnen Schreib- bzw. Lese-Operationen durchzuführen, sind in [185] zu finden.

11. Zusammenfassung und Ausblick

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Charakterisierung von polarisations-induzierten Löcherdichten und deren Anwendung in elektrischen Bauelementen wie p-Kanal-Transistoren und Speicherzellen. Dazu wurden unterschiedliche Schichtstapel aus GaN, AlGa_N und p-GaN auf Saphir-Substraten mittels MOVPE abgeschieden. Die Nitrid-Strukturen wurden strukturell mittels XRD charakterisiert und anschließend zu Teststrukturen und (MIS)HFET prozessiert, um sie elektrisch zu charakterisieren.

Die Ergebnisse werden in fünf Abschnitten präsentiert. Zuerst wird Mg-dotiertes p-GaN diskutiert, da es für einen ohmschen Kontakt zu einem 2DHG benötigt wird. Anschließend werden AlGa_N-Gradientenstrukturen als alternative Methode zur Fremdstoffdotierung präsentiert. Daraufhin folgt die Charakterisierung von p-GaN/uid-GaN/AlGa_N-Heterostrukturen in Hinblick auf 2DHG- und Transistoreigenschaften. Die selektive Abscheidung von p-GaN wird untersucht, um Herausforderungen zu umgehen, die sich für die genannte Heterostruktur mit ganzflächig abgeschiedenem p-GaN bei der Anwendung als Transistor ergeben. Zum Abschluss wird eine GaN-basierte Speicherzelle mit einer Al₂O₃/AlGa_N/GaN/AlGa_N-Struktur vorgestellt. Das 2DHG in dieser Struktur ist essentiell für die Anwendung als Speicherzelle.

In der ersten Probenserie wurde der Einfluss von Mg-dotierung auf die Oberflächenmorphologie und die elektrischen Eigenschaften von p-GaN sowie das elektrische Verhalten der Ni/Au-Kontakte auf diesem p-GaN analysiert. Für diese Probenserie wurden 240 nm p-GaN unter Verwendung unterschiedlicher Mg-Präkursorflüsse auf einem 1,8 μm dicken GaN-Puffer abgeschieden. Dabei wurde der Mg-Präkursorfluss in Hinblick auf einen möglichst niedrigen spezifischen Kontaktwiderstand der Ni/Au-Kontakte auf p-GaN optimiert. Für einen Cp₂Mg-Fluss $\geq 0,13 \mu\text{mol}/\text{min}$ wird die Oberflächenmorphologie von sechseckigen Pyramiden

dominiert und es stellt sich ohmsches Verhalten mit $\rho_C \approx 10^{-3} \Omega\text{cm}^{-2}$ ein. Diese Oberflächenmorphologie wird durch Selbstkompensation bei einer Mg-Konzentration $\geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in GaN verursacht. Der Cp_2Mg -Fluss von $0,13 \mu\text{mol}/\text{min}$ wurde gewählt, um dünne (10 – 20 nm) p-GaN-Kontaktschichten auf den anderen löcherleitenden Nitrid-Strukturen abzuscheiden.

Mittels polarisations-induzierter Dotierung wurden hochleitfähige AlGa_N-Schichten vom p- und n-Typ ohne Dotierung mit Fremdstoffen hergestellt. Die AlGa_N-Gradientenschichten, mit einem maximalen Al-Gehalt von etwa 22 %, wurden auf GaN-Puffern abgeschieden. Durch eine Zunahme des Al-Gehaltes in Wachstumsrichtung wurde eine n-Dotierung erzeugt. Analog wurde durch eine Abnahme des Al-Gehaltes eine p-Dotierung hervorgerufen. Mithilfe von temperaturabhängigen Hall-Messungen wurde demonstriert, dass die Ladungsträgerdichten in den AlGa_N-Gradientenschichten in einem Bereich von 80 – 350 K temperaturunabhängig sind. Dies beweist, dass die Ladungsträger durch einen Polarisationsunterschied und nicht durch Fremdstoffdotierung, welche Aktivierungsenergie benötigt, induziert wurden. Die mit dem 1D-Poisson-Simulator erstellten Ladungsträgerprofile basieren auf den mittels XRD bestimmten Al-Profilen und stimmen gut mit den per CV-Messungen ermittelten Ladungsträgerprofilen überein. Im Vergleich zu Si-dotiertem GaN ist die Beweglichkeit für die PID-Strukturen vom n-Typ bei gleichen Ladungsdichten um etwa $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ höher und beträgt bei $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ etwa $830 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Aus den n- und p-Typ PID-Proben wurden PolFET hergestellt und charakterisiert. Bei der IV-Charakterisierung der p-PolFET wurden sehr hohe Gate-Leckströme beobachtet, die auf ein 2DEG in der p-Typ g-AlGa_N/Ga_N-Struktur zurückzuführen sind. Mit einem AlGa_N-Puffer kann die abrupte Änderung der Polarisation und damit das parasitäre 2DEG vermieden werden.

In dieser Arbeit wurden GaN- und p-GaN-Schichten mit AlGa_N-Puffern auf Saphir abgeschieden, um 2DHG ohne parasitäre 2DEG zu induzieren und in p-Kanal MISHFET zu nutzen. Es wird gezeigt, dass die Spannungsrelaxation der GaN-Schicht in p-GaN/uid-GaN/Al_{0,29}Ga_{0,71}N-Heterostrukturen bereits bei etwa 25 nm GaN-Schichtdicke beginnt. Bei diesem Al-Gehalt von 29 % weist die Gesamtdicke der GaN-Schicht t_{GaN} ein Optimum bei 32 nm (uid-GaN + p-GaN) bezüglich 2DHG-Dichte ($1,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) und Beweglichkeit ($14,3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) auf. Bei Schichtdicken größer als etwa

40 nm bewirkt die Relaxation eine geringfügige Abnahme der 2DHG-Dichte und eine starke Abnahme der Beweglichkeit. Bei $t_{\text{GaN}} = 56$ nm beträgt die Relaxation 24 %, p_s etwa $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und μ_p etwa $8,7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Weiter wird gezeigt, dass die 2DHG-Dichte durch den Al-Gehalt des $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Puffers und der Dicke der GaN-Schicht eingestellt werden kann. Wird der Al-Gehalt des Puffers in einer p-GaN/uid-GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ mit den Schichtdicken 14 nm/ 20 nm / 3 μm von 8 % auf 32 % erhöht so steigt die bei Raumtemperatur gemessene 2DHG-Dichte p_s monoton von $2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ auf $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ an. Wie für polarisations-induzierte Ladungsträger erwartet, belegen temperaturabhängige Hall-Messungen eine annähernd temperaturunabhängige 2DHG-Dichte im Bereich von Raumtemperatur bis 80 K.

Alle p-Kanal-MISHFET weisen einen steilen *Subthreshold-Swing* (80 – 90 mV/dec) nahe dem theoretischem Limit auf. Die Gate-Leckströme und Sperrströme aller MISHFET sind sehr niedrig (ca. 10^{-8} mA/mm), sodass eine hohe *on/off-ratio* (ca. 10^8) resultiert. Diese Werte sind auf die gute Qualität der epitaktisch abgeschiedenen GaN/AlGaN-Heterostrukturen und auf die hervorragende Gate-Stromunterdrückung durch das Gate-Dielektrikum Al_2O_3 zurückzuführen. Mit einem niedrigen Al-Gehalt von etwa 14 % im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Puffer wurde ein e-mode p-Kanal-MISHFET, mit $V_{\text{th}} = -0,55 \text{ V}$ und $|I_{\text{on}}| = 0,92 \text{ mA/mm}$ realisiert. Eine negative V_{th} wurde auch erreicht, indem die (p-)GaN-Schichtdicke t_{GaN} einer p-GaN/GaN/ $\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{N}$ -Struktur mittels Trockenätzung reduziert wurde. Mit $t_{\text{GaN}} \leq 15$ nm konnten bei einem Al-Gehalt von etwa 29 % e-mode p-MISHFET realisiert werden. Der p-MISHFET mit $t_{\text{GaN}} = 13$ nm besitzt eine V_{th} von $-1,49 \text{ V}$ und einen $|I_{\text{on}}|$ von $2,69 \text{ mA/mm}$. Sowohl e-mode als auch d-mode p-Kanal-MISHFET weisen im Vergleich zur Literatur mit die höchsten Werte für das Produkt aus *on-current* und Gatelänge auf und demonstrieren somit *state of the art performance*.

In Transistoranwendungen wird p-GaN benötigt, um ohmsche Kontakte zu bilden, jedoch sollte eine Mg-Dotierung im GaN-Kanal und im Gate-Bereich vermieden werden. Um die Herausforderungen, die sich durch die Diffusion von Mg und der Verwendung von ganzflächig abgeschiedenen p-GaN-Kontaktschichten ergeben, zu umgehen, wurde die selektive Abscheidung von p-GaN untersucht. Dazu wird das p-GaN selektiv auf GaN/AlGaN-Heterostrukturen in den Bereichen abgeschieden, welche für die ohmschen Kontakte vorgesehen sind. Wie zu erwarten, hängt bei der selektiven Abscheidung von

p-GaN die Höhe bzw. Wachstumsrate der abgeschiedenen Strukturen von der Größe der Maskenöffnung ab. Infolge der unterschiedlichen Wachstumsraten ergibt sich eine Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes von der Fläche der abgeschiedenen Struktur. So wird der spezifische Widerstand ρ_c von Ni/Au-Kontakten größer, also schlechter, je kleiner die untersuchten Strukturen werden. Für die CTLM-Struktur, welche die größte Maskenöffnung besitzt, beträgt ρ_c etwa $8 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ und für die Transistor-Kontakte etwa $8 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$. Dies zeigt, dass die Mg-Konzentration mit Reduzierung der beim SAG verfügbaren Fläche und daher zunehmender Wachstumsrate abnimmt.

Es wurden erstmalig ohmsche Kontakte zu einem 2DHG mit selektiv abgeschiedenem p-GaN realisiert. Die ermittelte 2DHG-Dichte ($1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) liegt nahe an theoretisch erwartbaren Werten, wodurch gezeigt wird, dass dieser Ansatz generell funktioniert und vielversprechend ist. Darüber hinaus beweisen die Ergebnisse, dass ein 2DHG auch ohne Mg-Dotierung möglich ist. Jedoch weist eine niedrige Löcherbeweglichkeit ($\leq 6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) darauf hin, dass noch erhebliche Fortschritte erzielt werden müssen. Einerseits sind andere Maskenmaterialien für SAG von p-GaN zu testen, da sich das verwendete SiO_2 während des SAG zersetzt und das freigesetzte Si als Donator wirkt, wenn es in GaN eingebaut wird. Andererseits gilt es zu klären, ob das SAG an sich unabhängig vom Maskenmaterial die 2DHG-Eigenschaften verschlechtert. Die mittels SAG hergestellten p-MISHFET weisen d-mode-Verhalten auf mit $V_{\text{th}} = 3,7 \text{ V}$ und $|I_{\text{on}}| \approx 4 \text{ mA/mm}$. Darüber hinaus wurde der Betrieb der p-MISHFET bis 450°C demonstriert.

Zusätzlich wurden 2DHG genutzt, um GaN-basierte Hochtemperatur-Speicherzellen herzustellen. Dazu wurden AlGaIn/GaN/AlGaIn-Doppelheterostrukturen mit Al_2O_3 als Gate-Dielektrikum zu n-Kanal-MISHFET prozessiert. Bei MISHFET führt *Trapping* von Elektronen aus dem 2DEG in der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaIn}$ -Grenzfläche zur Verarmung des 2DEG, sodass sich die Übertragungskennlinie verschiebt (SET). Eine Verschiebung der Übertragungskennlinie zu ihrem ursprünglichen Zustand (*Detrapping*, RESET) ermöglicht das Umschalten zwischen zwei Zuständen und damit die Anwendung als Speicherzelle. In der Doppelheterostruktur ermöglicht die Lochinjektion aus dem 2DHG einen rein elektrischen RESET. Es konnte gezeigt werden, dass ein höherer Al-Gehalt im AlGaIn-Puffer die Effizienz des Entladevorgangs erhöht. Dies wird mit einer steigenden 2DHG-Dichte mit zunehmendem Al-Gehalt im AlGaIn-Puffer erklärt.

A. Anhang

A.1. Maske für Ohm-Kontakte und selektives Wachstum von p-GaN

Ohmsche Transistorkontakte für TLM (OTK):
Source und Drain mit unterschiedlichen Abständen

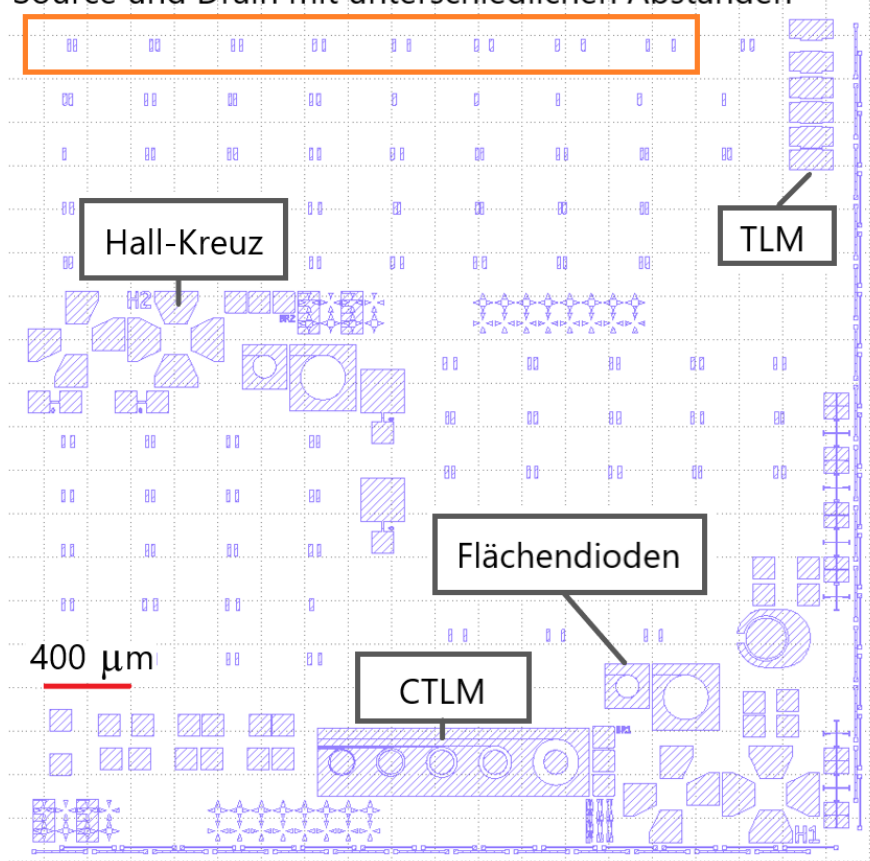


Abb. A.1.: Ohm level vom Power Maskensatz des CST (RWTH Aachen).

A.2. Materialkonstanten von GaN, AlN und AlGaN und Al-Profile der AlGaN-Gradientenschichten

In Tabelle A.1 sind die Materialkonstanten von GaN, AlN und AlGaN aufgelistet die für die Simulationen der Ladungsträgerdichten mit dem 1D-Poisson-Simulator [43] genutzt wurden (Kap. 7.2 und 7.3). Des Weiteren wurde für die Simulationen der

	GaN	AlN	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$
Gitterparameter a (nm)	0,3189	0,3112	$0,3189 - 0,0077x$
Bandlücke E_G (eV)	3,438	6,140	$3,438 + 2,702x$
Dielektrizitätskonstante ϵ	10,28	10,31	$10,28 + 0,03x$
Sp. Polarisation P_{sp} (C/m ²)	-0.034	-0.09	$-0,034 - 0,035x - 0.021x^2$
Piezokonstanten e_{33}/e_{31} (C/m ²)	0,84/-0,47	1,65/-0,67	Lin. Interpolation
Elastizitätskonstanten C_{13}/C_{33} (Gpa)	91/390	106/382	Lin. Interpolation

Tab. A.1.: Materialkonstanten von GaN, AlN und AlGaN:

Elektronendichten in AlGaN-Gradientenstrukturen (Kap. 7) ein Oberflächenpotential von 1 eV verwendet. Das Al-Profil in den AlGaN-Gradientenschichten wurde mittels XRD bestimmt und durch mehrere Einzelschichten mit linearem Al-Profil angenähert (s. Tab. A.2, vgl. Abb. 7.2).

t_{n1} (nm)	Al_{n1} (%)	t_{n2} (nm)	Al_{n2} (%)	t_{n3} (nm)	Al_{n3} (%)	t_{n4} (nm)	Al_{n4} (%)	t_{p1} (nm)	Al_{p1} (%)
0	21,4	0	21,6	0	21,9	0	22,1	0	0
6,6	21,2	13,7	21,0	28	21,48	42,1	21,8	32,5	5,7
13,7	20,8	27,4	20,1	56	20,09	84	21	65	10,5
20,3	18,4	41,7	18,1	84	18,40	127	19	97,5	14,5
27,4	14,1	55,9	13,8	112	13,97	169	14	130	17,5
34,5	7,97	70,1	7,74	141	7,88	211	7,98	162,5	19,7
42	0	85	0	170	0	255	0	195	21
-	-	-	-	-	-	-	-	227,5	21,3
-	-	-	-	-	-	-	-	260	21,5

Tab. A.2.: Die mittels XRD ermittelten Al-Profile für die AlGaN-Gradientenstrukturen auf GaN-Puffern vom n-Typ und p-Typ wurden verwendet um Ladungsträgerdichten in Abhängigkeit des Abstandes zur Oberfläche mit dem 1D-Poisson-Simulator [43] zu ermitteln. Bei $t = 0$ wird der Al-Gehalt an der Oberfläche der jeweiligen Probe angegeben.

A.3. Probenübersicht - GaN/AlGa_N-Heterostrukturen

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über den TMAI- und TMGa-Fluss während der AlGa_N-Epitaxie der einzelnen GaN/AlGa_N-Heterostrukturen dieser Arbeit. Des Weiteren sind die mittels HRXRD ermittelten strukturellen Parameter aufgelistet. Der Al-Gehalt x_{Al} , die Relaxation der AlGa_N-Schicht r_{AlGa_N} und der GaN-Schicht r_{GaN} werden aus (105)-RSM ermittelt. Die GaN-Schichtdicke t_{GaN} wird anhand von 2θ - ω -scan bestimmt.

Probe	TMAI $\mu\text{mol}/\text{min}$	TMAI/ TMGa	x_{Al} (%)	r_{AlGa_N} (%)	t_{GaN} nm	r_{GaN} %
B1	4,4	0,1	7,5	92,7	33	0,0
B2	8,7	0,2	14,2	96,2	34	2,8
B3	17,5	0,4	20,9	85,2	34	1,8
B4	26,2	0,6	26,7	94,6	33	2,6
B5	34,9	0,8	29,1	80,9	34	4,7
B6	43,6	1	31,7	80,4	33	15,2
C1	4,4	0,1	7,7	94,7	39	0,0
C2	8,7	0,2	14,6	97,0	39	5,1
C3	17,5	0,4	21,3	96,3	37	9,2
C4	26,2	0,6	26,5	89,3	39	12,6
C5	34,9	0,8	29,5	88,2	38	15,4
E0	34,9	0,8	29,5	85,1	34	4,2
T0	34,9	0,8	29,3	81,1	20	0,0
T1	34,9	0,8	28,8	83,8	25	7,0
T2	34,9	0,8	28,7	87,3	32	14,2
T3	34,9	0,8	29,5	88,2	38	15,4
T4	34,9	0,8	28,5	83,2	47	18,5
T5	34,9	0,8	28,8	83,7	56	24,2
U	34,9	0,8	29,7	79,9	35	8,8

Tab. A.3.: Übersicht der (p-GaN)/GaN/AlGa_N-Stapel. TMGa= 43,9 $\mu\text{mol}/\text{min}$ während der Epitaxie von AlGa_N. Die AlGa_N-Relaxation r_{AlGa_N} wird relativ zu AlN und die GaN-Relaxation r_{GaN} relativ zu den jeweiligen AlGa_N-Pufferschichten berechnet.

A.4. Oberflächenmorphologie p-GaN/uid-GaN/AlGaIn – AFM (B-Serie)

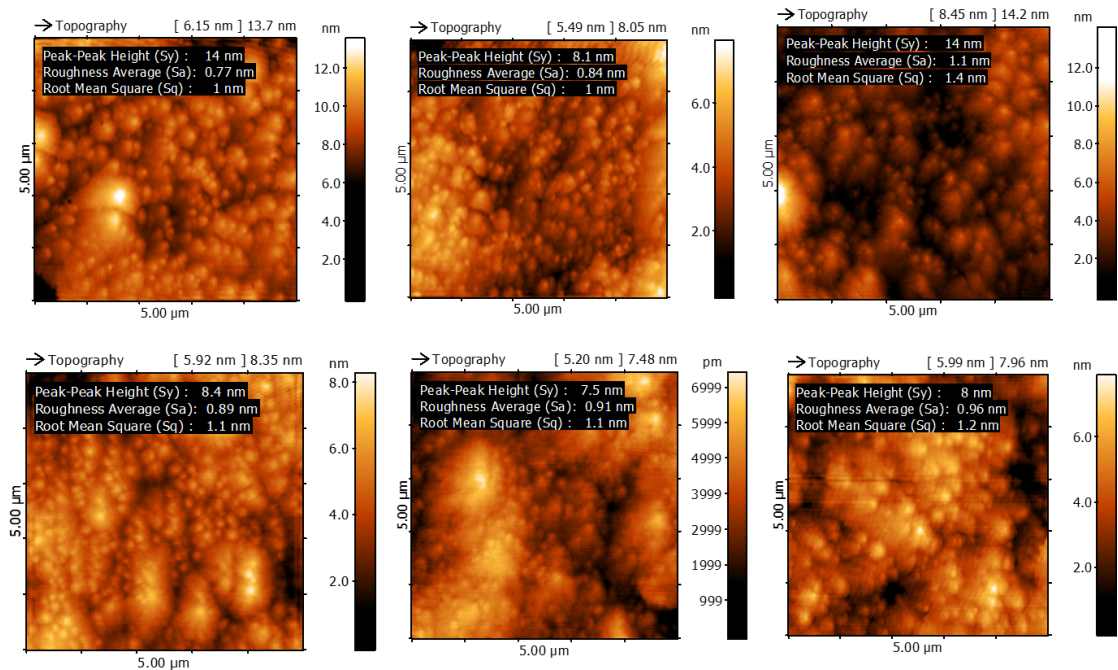


Abb. A.2.: 5 x 5 μm AFM-Bilder der Oberfläche von allen Proben der B-Serie.

A.5. Kontaktwiderstand zum 2DHG – TLM (B-Serie)

Um die Qualität des elektrischen Kontaktes zum 2DHG beurteilen zu können, werden an den p-GaN/uid-GaN/AlGaIn-Heterostrukturen TLM durchgeführt. Beispielhaft sind die IV-Kennlinien der TLM an Probe E0 ($x_{\text{Al}} = 0,29$ und $t_{\text{GaN}} = 34$ nm) in Abbildung A.3 (a) dargestellt. Sie weisen eine lineare Beziehung zwischen Strom und Spannung, ohmsches Verhalten, auf. In Abbildung A.3 (b) sind die aus den IV-Kennlinien berechneten Gesamtwiderstände R_T gegen den Abstand d aufgetragen und die mithilfe einer linearen Regression extrahierten Werte sind enthalten. Die ermittelten Kontakteigenschaften für die Proben B1 bis B6, welche sich durch den Al-Gehalt des AlGaIn-Puffers unterscheiden, sind in Tabelle A.4 zusammengefasst. Zusätzlich sind die Ergebnisse der TLM an Probe E0 angegeben. Probe E0 ist vom strukturellen Aufbau näherungsweise identisch mit B5 (s. Tab. A.3). Die TLM fanden

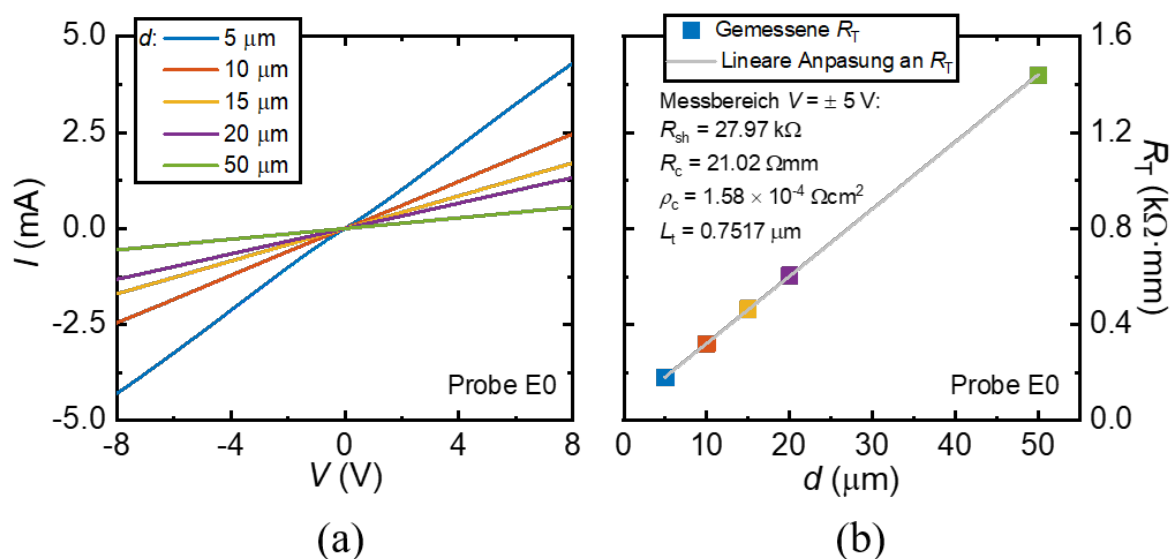


Abb. A.3.: TLM-Ergebnisse der Ni/Au-Kontakte zum 2DHG an Probe E0: (a) gemessene I-V-Kennlinien für verschiedene d und (b) eine lineare Anpassung des normalisierten Gesamtwidestands R_T gegen Abstand d zusammen mit den extrahierten Eigenschaften: Schichtwiderstand R_{Sh} , spezifischer Kontaktwiderstand ρ_C , Kontaktwiderstand R_C und Transferlänge L_t .

nach Herstellung der Mesa und der Ni/Au-Kontakte an den ansonsten unveränderten p-GaN/uid/GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Heterostrukturen statt. Für die Proben B2-B6 sowie E0 liegt der extrahierte Wert des spezifischen Widerstandes ρ_C bei ungefähr $\sim 10^{-4} \text{ }\Omega\text{cm}^2$. Der entsprechende Kontaktwiderstand R_C liegt zwischen 15,91 und 32,90 Ωmm . Diese Werte sind im Literaturvergleich typische Werte für ohmsche Ni/Au-Kontakte zu p-leitfähigem GaN und ermöglichen die Charakterisierung des 2DHG [50, 86]. Die Probe B1 weist aufgrund des höheren Schichtwiderstandes R_{Sh} einen höheren spezifischen Kontaktwiderstand von $\rho_C = 1,97 \cdot 10^{-3} \text{ }\Omega\text{cm}^2$ und einen Kontaktwiderstand von $R_C = 201,64 \text{ }\Omega\text{mm}$ auf.

Bei der Prozessierung von p-GaN/GaN/AlGaIn-Heterostrukturen zu MISHFET (Kap. 4.3) wird die p-GaN-Schicht in den Bereichen entfernt, welche nicht durch die Ni/Au-Kontakte bedeckt sind. Die Ni/Au-Kontakte dienen als Ätzmaske. Durch das Ätzen wird p-GaN entfernt und die Schichtdicke t_{GaN} verringert. Daher nimmt der Schichtwiderstand R_{sh} zu und es ist zu erwarten, dass auch ρ_C zunimmt. Auch nach der Entfernung der p-GaN-Schicht wird lineares, also ohmsches Verhalten beobachtet, wobei ρ_C auf etwa $10^{-3} \text{ }\Omega\text{cm}^2$ ansteigt. Insgesamt weisen die Ni/Au-Kontakte auf den

Probe	x_{Al} (%)	R_{Sh} ($\text{k}\Omega/\square$)	ρ_{C} (Ωcm^2)	R_{C} (Ωmm)	L_{T} (μm)
B1	7,5	206	$1,97 \cdot 10^{-3}$	201,64	0,98
B2	14,2	64	$1,06 \cdot 10^{-4}$	26,16	0,41
B3	20,9	36	$1,81 \cdot 10^{-4}$	25,54	0,71
B4	26,7	31	$2,33 \cdot 10^{-4}$	26,75	0,87
B5	29,1	28	$9,20 \cdot 10^{-5}$	15,91	0,58
B6	31,7	27	$3,94 \cdot 10^{-4}$	32,90	1,20
E0	29,5	28	$1,58 \cdot 10^{-4}$	21,02	0,75

Tab. A.4.: Mit TLM ermittelte Kontakteigenschaften der Ni/Au-Kontakte auf den p-GaN/uid-GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Heterostrukturen sowie der Schichtwiderstand R_{Sh} der B-Serie mit unterschiedlichem Al-Gehalt x_{Al} und von Probe E0. Die Kontakte werden charakterisiert durch den spezifischen Kontaktwiderstand ρ_{C} , den Kontaktwiderstand R_{C} und die Transferlänge L_{T} .

p-GaN/uid-GaN/AlGaIn-Heterostrukturen ohmsches-Verhalten mit einem niedrigen spezifischen Kontaktwiderstand $\rho_{\text{c}} \leq 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ auf, der es ermöglicht Transistoren zu charakterisieren.

A.6. GaN-basierte Speicherzellen – 2θ - ω -scan von A0, A1, A2 und A3

Aus den in Abbildung A.4 dargestellten HRXRD 2θ - ω -scans wird die Schichtdicke der AlGaN-Barriere ermittelt.

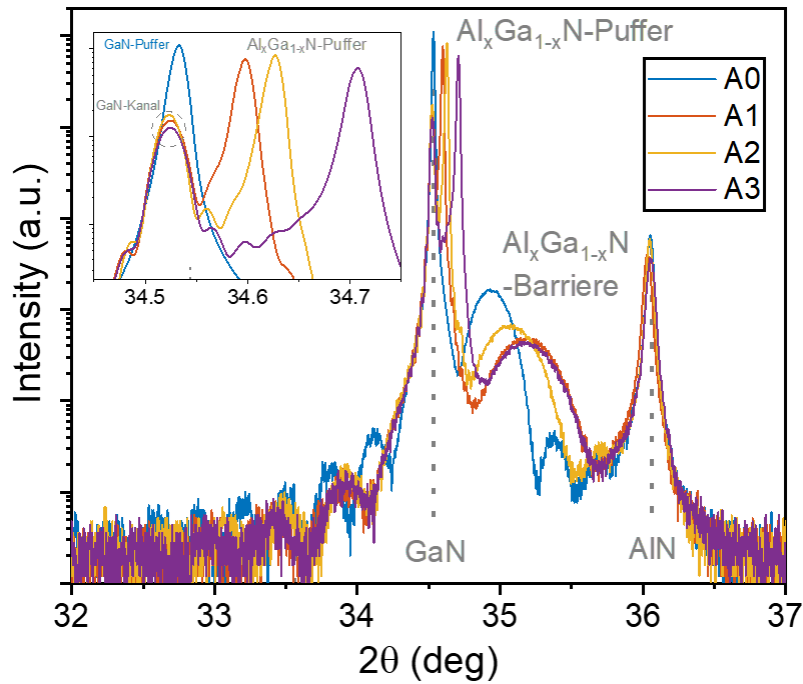


Abb. A.4.: HRXRD 2θ - ω -scan von A0, A1, A2 und A3.

Literatur

- [1] Umesh K Mishra, Likun Shen, Thomas E Kazior und Yi-Feng Wu. „GaN-based RF power devices and amplifiers“. In: *Proceedings of the IEEE* 96.2 (2008), S. 287–305.
- [2] Hiroshi Amano u. a. „The 2018 GaN power electronics roadmap“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 51.16 (2018), S. 163001.
- [3] Hiroshi Amano. „Bildung von GaN-Schichten auf Saphir durch Niedertemperatur-Pufferschichten und Erzeugung von p-GaN durch Magnesium-Dotierung und Elektronenbeschuss (Nobel-Aufsatz)“. In: *Angewandte Chemie* 127.27 (2015), S. 7874–7879.
- [4] Shuji Nakamura. „Die Erfindung effizienter blauer InGaN-Leuchtdioden: eine Hintergrundgeschichte (Nobel-Aufsatz)“. In: *Angewandte Chemie* 127.27 (2015), S. 7880–7899.
- [5] Isamu Akasaki. „Blaues Licht: eine faszinierende Entdeckungsreise (Nobel-Aufsatz)“. In: *Angewandte Chemie* 127.27 (2015), S. 7860–7873.
- [6] M Asif Khan, JN Kuznia, JM Van Hove, N Pan und J Carter. „Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions“. In: *Applied Physics Letters* 60.24 (1992), S. 3027–3029.
- [7] M Asif Khan, A Bhattarai, JN Kuznia und DT Olson. „High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction“. In: *Applied Physics Letters* 63.9 (1993), S. 1214–1215.
- [8] Fabio Bernardini, Vincenzo Fiorentini und David Vanderbilt. „Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides“. In: *Physical Review B* 56.16 (1997), R10024.

- [9] Oliver Ambacher u. a. „Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures“. In: *Journal of applied physics* 85.6 (1999), S. 3222–3233.
- [10] Oliver Ambacher u. a. „Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures“. In: *Journal of applied physics* 87.1 (2000), S. 334–344.
- [11] Debdeep Jena u. a. „Realization of wide electron slabs by polarization bulk doping in graded III–V nitride semiconductor alloys“. In: *Applied physics letters* 81.23 (2002), S. 4395–4397.
- [12] Dilder Chowdhury. „Power gallium nitride technology: The need for efficient power conversion“. In: *IEEE Electrification Magazine* 8.2 (2020), S. 6–10.
- [13] Edward A Jones, Fei Fred Wang und Daniel Costinett. „Review of commercial Ga_N power devices and Ga_N-based converter design challenges“. In: *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics* 4.3 (2016), S. 707–719.
- [14] reichelt.de. *Galliumnitrid (Ga_N) – die Netzteile für die Zukunft Ratgeber 2022/03/25*. 2022. URL: <https://www.reichelt.de/magazin/ratgeber/galliumnitrid-gan-die-netzteile-fuer-die-zukunft/> (besucht am 30.01.2023).
- [15] Jerry L Hudgins, Grigory S Simin, Enrico Santi und M Asif Khan. „An assessment of wide bandgap semiconductors for power devices“. In: *IEEE Transactions on power electronics* 18.3 (2003), S. 907–914.
- [16] Feng Qi, Lixing Fu, Longya Xu, Ping Jing, Guoliang Zhao und Jiangbo Wang. „Si and SiC power MOSFET characterization and comparison“. In: *2014 IEEE Conference and Expo Transportation Electrification Asia-Pacific (ITEC Asia-Pacific)*. IEEE. 2014, S. 1–6.
- [17] Alexander Wulfers. *Galliumnitrid: Das ist der Halbleiter der Zukunft*. Okt. 2022. URL: <https://www.faz.net/-gqe-ay3st>.
- [18] Matteo Meneghini, Gaudenzio Meneghesso und Enrico Zanoni. „Power Ga_N Devices“. In: *Cham: Springer International Publishing* (2017).

-
- [19] Fabrizio Roccaforte und Mike Leszczynski. „Introduction to gallium nitride properties and applications“. In: *Nitride Semiconductor Technology: Power Electronics and Optoelectronic Devices* (2020), S. 1–39.
- [20] Samuel James Bader u. a. „Prospects for wide bandgap and ultrawide bandgap CMOS devices“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 67.10 (2020), S. 4010–4020.
- [21] Herwig Hahn. *Threshold voltage engineering of GaN-based n-channel and p-channel heterostructure field effect transistors*. Verlag Dr. Hut, 2015.
- [22] Samuel James Bader, Reet Chaudhuri, Martin F Schubert, Han Wui Then, Huili Grace Xing und Debdeep Jena. „Wurtzite phonons and the mobility of a GaN/AlN 2D hole gas“. In: *Applied Physics Letters* 114.25 (2019), S. 253501.
- [23] K Nomoto u. a. „GaN/AlN p-channel HFETs with I_{max} 420 mA/mm and ~ 20 GHz $f_{\text{T}}/f_{\text{MAX}}$ “. In: *2020 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. IEEE. 2020, S. 8–3.
- [24] Zheyang Zheng, Wenjie Song, Li Zhang, Song Yang, Jin Wei und Kevin J Chen. „High I_{ON} and $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}}$ Ratio Enhancement-Mode Buried p-Channel GaN MOSFETs on p-GaN Gate Power HEMT Platform“. In: *IEEE Electron Device Letters* 41.1 (2019), S. 26–29.
- [25] N Al Mustafa, R Granzner, VM Polyakov, J Racko, M Mikolášek, J Breza und F Schwier. „The coexistence of two-dimensional electron and hole gases in GaN-based heterostructures“. In: *Journal of Applied Physics* 111.4 (2012), S. 044512.
- [26] Herwig Hahn, Benjamin Reuters, Sascha Geipel, Meike Schauerte, Fouad Benkhelifa, Oliver Ambacher, Holger Kalisch und Andrei Vescan. „Charge balancing in GaN-based 2-D electron gas devices employing an additional 2-D hole gas and its influence on dynamic behaviour of GaN-based heterostructure field effect transistors“. In: *Journal of Applied Physics* 117.10 (2015), S. 104508.
- [27] Colin Wood und Debdeep Jena. *Polarization effects in semiconductors: from ab initio theory to device applications*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [28] Jelena Zagorac, Dejan Zagorac, Milena Rosić, J Christian Schön und Branko Matović. „Structure prediction of aluminum nitride combining data mining and quantum mechanics“. In: *CrystEngComm* 19.35 (2017), S. 5259–5268.

- [29] MP Halsall, P Harmer, PJ Parbrook und SJ Henley. „Raman scattering and absorption study of the high-pressure wurtzite to rocksalt phase transition of GaN“. In: *Physical Review B* 69.23 (2004), S. 235207.
- [30] Maria J. Doa John R. Rumble Thomas J. Bruno. *CRC Handbook of Chemistry and Physics: a ready-reference book of chemical and physical data*. 101. Aufl. CRC Press, 2020.
- [31] Richard M Martin. „Comment on calculations of electric polarization in crystals“. In: *Physical Review B* 9.4 (1974), S. 1998.
- [32] Hadis Morkoç. *Handbook of nitride semiconductors and devices, Materials Properties, Physics and Growth*. John Wiley & Sons, 2009.
- [33] Matthias Ehrhardt und Thomas Koprucki. *Multi-Band Effective Mass Approximations: Advanced Mathematical Models and Numerical Techniques*. Bd. 94. Springer, 2014.
- [34] Soumendu Datta, Tanusri Saha-Dasgupta und DD Sarma. „Wannier function study of the relative stability of zinc-blende and wurtzite structures in the CdX (X= S, Se, Te) series“. In: *Journal of physics: condensed matter* 20.44 (2008), S. 445217.
- [35] Fabrice Oehler, Mary E Vickers, Menno J Kappers, Colin J Humphreys und Rachel A Oliver. „Fundamentals of X-ray diffraction characterisation of strain in GaN based compounds“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 52.8S (2013), 08JB29.
- [36] Daniel Nilsson, Erik Janzén und Anelia Kakanakova-Georgieva. „Lattice parameters of AlN bulk, homoepitaxial and heteroepitaxial material“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.17 (2016), S. 175108.
- [37] KT Jacob, Shubhra Raj und L Rannesh. „Vegard’s law: a fundamental relation or an approximation?“ In: *International Journal of Materials Research* 98.9 (2007), S. 776–779.
- [38] James Tweedie, Ramon Collazo, Anthony Rice, Jinqiao Xie, Seiji Mita, Rafael Dalmau und Zlatko Sitar. „X-ray characterization of composition and relaxation of Al_xGa_{1-x}N layers grown on GaN/sapphire templates by low pressure organometallic vapor phase epitaxy“. In: *Journal of Applied Physics* 108.4 (2010), S. 043526.

-
- [39] Waldemar Soluch, Ernest Brzozowski, Magdalena Lysakowska und Jolanta Sadura. „Determination of mass density, dielectric, elastic, and piezoelectric constants of bulk GaN crystal“. In: *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 58.11 (2011), S. 2469–2474.
- [40] N Nakamura, H Ogi und M Hirao. „Elastic, anelastic, and piezoelectric coefficients of GaN“. In: *Journal of Applied Physics* 111.1 (2012), S. 013509.
- [41] TR Prunty, JA Smart, EN Chumbes, BK Ridley, LF Eastman und JR Shealy. „Passivation of AlGaIn/GaN heterostructures with silicon nitride for insulated gate transistors“. In: *Proceedings 2000 IEEE/Cornell Conference on High Performance Devices (Cat. No. 00CH37122)*. IEEE. 2000, S. 208–214.
- [42] Ashwani Kumar und Maria Merlyne De Souza. „Modelling the threshold voltage of p-channel enhancement-mode GaN heterostructure field-effect transistors“. In: *IET Power Electronics* 11.4 (2018), S. 675–680.
- [43] *MS Windows NT Kernel Description*. <https://www3.nd.edu/~gsnider/>. by G. Snider.
- [44] JR Shealy, TR Prunty, EM Chumbes und BK Ridley. „Growth and passivation of AlGaIn/GaN heterostructures“. In: *Journal of Crystal Growth* 250.1-2 (2003), S. 7–13.
- [45] Łukasz Janicki, Reet Chaudhuri, Samuel James Bader, Huili Grace Xing, Debdeep Jena und Robert Kudrawiec. „Electric Fields and Surface Fermi Level in Undoped GaN/AlN Two-Dimensional Hole Gas Heterostructures“. In: *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters* 15.4 (2021), S. 2000573.
- [46] Herwig Hahn, Benjamin Reuters, Alexander Pooth, Bernd Holländer, Michael Heuken, Holger Kalisch und Andrei Vescan. „P-channel enhancement and depletion mode GaN-based HFETs with quaternary backbarriers“. In: *IEEE transactions on electron devices* 60.10 (2013), S. 3005–3011.
- [47] M Micovic u. a. „GaN enhancement/depletion-mode FET logic for mixed signal applications“. In: *Electronics Letters* 41.19 (2005), S. 1.
- [48] Narihiko Maeda u. a. „Systematic study of insulator deposition effect (Si₃N₄, SiO₂, AlN, and Al₂O₃) on electrical properties in AlGaIn/GaN heterostructures“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 46.2R (2007), S. 547.

- [49] Guowang Li u. a. „Polarization-induced GaN-on-insulator E/D mode p-channel heterostructure FETs“. In: *IEEE electron device letters* 34.7 (2013), S. 852–854.
- [50] Samuel James Bader u. a. „Gate-recessed E-mode p-channel HFET with high on-current based on GaN/AlN 2D hole gas“. In: *IEEE Electron Device Letters* 39.12 (2018), S. 1848–1851.
- [51] Reet Chaudhuri, Samuel James Bader, Zhen Chen, David A Muller, Huili Grace Xing und Debdeep Jena. „A polarization-induced 2D hole gas in undoped gallium nitride quantum wells“. In: *Science* 365.6460 (2019), S. 1454–1457.
- [52] Austin Lee Hickman, Reet Chaudhuri, Samuel James Bader, Kazuki Nomoto, Lei Li, James CM Hwang, Huili Grace Xing und Debdeep Jena. „Next generation electronics on the ultrawide-bandgap aluminum nitride platform“. In: *Semiconductor Science and Technology* 36.4 (2021), S. 044001.
- [53] Akira Nakajima, Yasunobu Sumida, Mahesh H Dhyani, Hiroji Kawai und EM Sankara Narayanan. „High density two-dimensional hole gas induced by negative polarization at GaN/AlGa_N heterointerface“. In: *Applied physics express* 3.12 (2010), S. 121004.
- [54] Akira Nakajima u. a. „Temperature-independent two-dimensional hole gas confined at GaN/AlGa_N heterointerface“. In: *Applied Physics Express* 6.9 (2013), S. 091002.
- [55] Akira Nakajima u. a. „Generation and transportation mechanisms for two-dimensional hole gases in GaN/AlGa_N/GaN double heterostructures“. In: *Journal of Applied Physics* 115.15 (2014), S. 153707.
- [56] Akira Nakajima, Shunsuke Kubota, Kazuo Tsutsui, Kuniyuki Kakushima, Hitoshi Wakabayashi, Hiroshi Iwai, Shin-ichi Nishizawa und Hiromichi Ohashi. „GaN-based complementary metal–oxide–semiconductor inverter with normally off Pch and Nch MOSFETs fabricated using polarisation-induced holes and electron channels“. In: *IET Power Electronics* 11.4 (2018), S. 689–694.
- [57] B Reuters, H Hahn, A Pooth, B Holländer, U Breuer, M Heuken, H Kalisch und A Vescan. „Fabrication of p-channel heterostructure field effect transistors with polarization-induced two-dimensional hole gases at metal–polar GaN/AlInGa_N interfaces“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.17 (2014), S. 175103.

-
- [58] Rongming Chu, Yu Cao, Mary Chen, Ray Li und Daniel Zehnder. „An experimental demonstration of GaN CMOS technology“. In: *IEEE Electron Device Letters* 37.3 (2016), S. 269–271.
- [59] Nadim Chowdhury, Qingyun Xie, Mengyang Yuan, Nitul S Rajput, Peng Xiang, Kai Cheng, Han Wui Then und Tomás Palacios. „First demonstration of a self-aligned GaN p-FET“. In: *2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. IEEE. 2019, S. 4–6.
- [60] Nadim Chowdhury u. a. „P-channel GaN transistor based on p-GaN/AlGaIn/GaN on Si“. In: *IEEE Electron Device Letters* 40.7 (2019), S. 1036–1039.
- [61] Nadim Chowdhury, Qingyun Xie und Tomás Palacios. „Tungsten-Gated GaN/AlGaIn p-FET With I_{max} 120 mA/mm on GaN-on-Si“. In: *IEEE Electron Device Letters* 43.4 (2022), S. 545–548.
- [62] Yidi Yin und Kean Boon Lee. „High-performance enhancement-mode p-channel GaN MISFETs with steep subthreshold swing“. In: *IEEE Electron Device Letters* 43.4 (2022), S. 533–536.
- [63] Chen Yang u. a. „Enhancement-mode gate-recess-free GaN-based p-channel heterojunction field-effect transistor with ultra-low subthreshold swing“. In: *IEEE Electron Device Letters* 42.8 (2021), S. 1128–1131.
- [64] Weihang Zhang, Xi Liu, Liyu Fu, Ren Huang, Shenglei Zhao, Jincheng Zhang, Jinfeng Zhang und Yue Hao. „Investigation of normally-off GaN-based p-channel and n-channel heterojunction field-effect transistors for monolithic integration“. In: *Results in Physics* 24 (2021), S. 104209.
- [65] T Zimmermann, M Neuburger, M Kunze, I Daumiller, A Denisenko, A Dadgar, A Krost und E Kohn. „P-channel InGaIn-HFET structure based on polarization doping“. In: *IEEE Electron Device Letters* 25.7 (2004), S. 450–452.
- [66] Kexiong Zhang, Masatomo Sumiya, Meiyong Liao, Yasuo Koide und Liwen Sang. „P-Channel InGaIn/GaN heterostructure metal-oxide-semiconductor field effect transistor based on polarization-induced two-dimensional hole gas“. In: *Scientific reports* 6.1 (2016), S. 1–7.
- [67] Xuerui Niu u. a. „Analytical Model on the Threshold Voltage of p-Channel Heterostructure Field-Effect Transistors on a GaN-Based Complementary Circuit Platform“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 69.1 (2021), S. 57–62.

- [68] Laytec. www.laytec.de. by Laytec AG.
- [69] J Randall Creighton, George T Wang, William G Breiland und Michael E Coltrin. „Nature of the parasitic chemistry during AlGaInN OMVPE“. In: *Journal of crystal growth* 261.2-3 (2004), S. 204–213.
- [70] J Han, JJ Figiel, MH Crawford, MA Banas, ME Bartram, RM Biefeld, YK Song und AV Nurmikko. „OMVPE growth and gas-phase reactions of AlGaInN for UV emitters“. In: *Journal of crystal growth* 195.1-4 (1998), S. 291–296.
- [71] FH Yang. „Modern metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) reactors and growing nitride-based materials“. In: *Nitride Semiconductor Light-Emitting Diodes (LEDs)*. Elsevier, 2014, S. 27–65.
- [72] Roger H French. „Electronic band structure of Al₂O₃, with comparison to Al₂O₃ and AlN“. In: *Journal of the American Ceramic Society* 73.3 (1990), S. 477–489.
- [73] MA Moram und ME Vickers. „X-ray diffraction of III-nitrides“. In: *Reports on progress in physics* 72.3 (2009), S. 036502.
- [74] C Mavroidis, JJ Harris, MJ Kappers, N Sharma, CJ Humphreys und EJ Thrush. „Observation of thermally activated conduction at a GaN–sapphire interface“. In: *Applied Physics Letters* 79.8 (2001), S. 1121–1123.
- [75] T Mattila und Risto M Nieminen. „Ab initio study of oxygen point defects in GaAs, GaN, and AlN“. In: *Physical Review B* 54.23 (1996), S. 16676.
- [76] Benjamin Reuters, Ferdinand Scholz und Andrei Vescan. *Polarization-optimized heterostructures with quaternary AlInGaInN layers for novel group III nitride devices*. Techn. Ber. Lehr- und Forschungsgebiet GaN-Bauelementtechnologie, 2016.
- [77] Dirk Fahle. „Investigation of HCl-assisted MOVPE of group III nitrides in a planetary hot-wall system“. Diss. Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 2014, 2014.
- [78] CE Dreyer, A Janotti und CG Van de Walle. „Brittle fracture toughnesses of GaN and AlN from first-principles surface-energy calculations“. In: *Applied Physics Letters* 106.21 (2015).
- [79] EV Etzkorn und DR Clarke. „Cracking of GaN films“. In: *Journal of Applied Physics* 89.2 (2001), S. 1025–1034.

-
- [80] S Hearne, E Chason, J Han, JA Floro, J Figiel, J Hunter, H Amano und IST Tsong. „Stress evolution during metalorganic chemical vapor deposition of GaN“. In: *Applied Physics Letters* 74.3 (1999), S. 356–358.
- [81] Kazuki Nomoto, Samuel James Bader, Kevin Lee, Shyam Bharadwaj, Zongyang Hu, Huili Grace Xing und Debdeep Jena. „Wide-bandgap Gallium Nitride p-channel MISFETs with enhanced performance at high temperature“. In: *2017 75th Annual Device Research Conference (DRC)*. IEEE. 2017, S. 1–2.
- [82] Junlei He u. a. „Recovery of p-GaN surface damage induced by dry etching for the formation of p-type Ohmic contact“. In: *Applied Physics Express* 12.5 (2019), S. 055507.
- [83] Arne Debal. „Selektive metallorganische Gasphasenepitaxie für (quasi-)vertikale GaN-basierte Leistungselemente“. Diss. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2021.
- [84] Hsien-Chin Chiu, Chia-Hao Liu, Hsuan-Ling Kao, Hsiang-Chun Wang, Chong-Rong Huang, Chao-Wei Chiu, Chih-Tien Chen und Kuo-Jen Chang. „Low-Mg out-diffusion of a normally off p-GaN gate high-electron-mobility transistor by using the laser activation technique“. In: *Materials Science in Semiconductor Processing* 117 (2020), S. 105166.
- [85] Jingli Chen und William D Brewer. „Ohmic contacts on p-GaN“. In: *Advanced Electronic Materials* 1.8 (2015), S. 1500113.
- [86] Giuseppe Greco, Ferdinando Iucolano und Fabrizio Roccaforte. „Ohmic contacts to Gallium Nitride materials“. In: *Applied Surface Science* 383 (2016), S. 324–345.
- [87] Jin-Kuo Ho, Charng-Shyang Jong, Chien C Chiu, Chao-Nien Huang, Chin-Yuen Chen und Kwang-Kuo Shih. „Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN“. In: *Applied Physics Letters* 74.9 (1999), S. 1275–1277.
- [88] Jin-Kuo Ho, Charng-Shyang Jong, Chien C Chiu, Chao-Nien Huang, Kwang-Kuo Shih, Li-Chien Chen, Fu-Rong Chen und Ji-Jung Kai. „Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN achieved by the oxidation of Ni/Au films“. In: *Journal of Applied Physics* 86.8 (1999), S. 4491–4497.
- [89] Li-Chien Chen u. a. „Microstructural investigation of oxidized Ni/Au ohmic contact to p-type GaN“. In: *Journal of applied physics* 86.7 (1999), S. 3826–3832.

- [90] Shirong Zhao, Heather McFavilen, Shuo Wang, Fernando A Ponce, Chantal Arena, Stephen Goodnick und Srabanti Chowdhury. „Temperature dependence and high-temperature stability of the annealed Ni/Au Ohmic contact to p-Type GaN in air“. In: *Journal of Electronic Materials* 45.4 (2016), S. 2087–2091.
- [91] Herwig Hahn, Gerrit Lükens, Nico Ketteniss, Holger Kalisch und Andrei Vescan. „Recessed-gate enhancement-mode AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors on Si with record DC performance“. In: *Applied Physics Express* 4.11 (2011), S. 114102.
- [92] Josef Hölzl und Franz K Schulte. „Work function of metals“. In: *Solid surface physics* (2006), S. 1–150.
- [93] John Emsley. *Nature’s building blocks: an AZ guide to the elements*. Oxford University Press, USA, 2011.
- [94] P Kidd. „XRD of gallium nitride and related compounds: strain, composition and layer thickness“. In: *Panalytical: Almelo, Netherlands* (2009), S. 119.
- [95] H Angerer u. a. „Determination of the Al mole fraction and the band gap bowing of epitaxial Al_xGa_{1-x}N films“. In: *Applied Physics Letters* 71.11 (1997), S. 1504–1506.
- [96] P Arivazhagan, SS Bhattacharya und K Baskar. „Circular transmission line measurement (CTLTM) studies on epitaxial layers of AlGa_N“. In: *Materials Today: Proceedings* 5.3 (2018), S. 10110–10117.
- [97] Leo J van der Pauw. „A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape“. In: *Philips technical review* 20 (1958), S. 220–224.
- [98] D. K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley und Sons, 1998.
- [99] Zhihui Cheng u. a. „How to report and benchmark emerging field-effect transistors“. In: *Nature Electronics* 5.7 (2022), S. 416–423.
- [100] Adelmo Ortiz-Conde, FJ Garcia Sánchez, Juin J Liou, Antonio Cerdeira, Magali Estrada und Yaxing Yue. „A review of recent MOSFET threshold voltage extraction methods“. In: *Microelectronics reliability* 42.4-5 (2002), S. 583–596.
- [101] SM Sze und Kwok K Ng. „LEDs and lasers“. In: *Physics of Semiconductor Devices* 3 (2006), S. 601–657.

-
- [102] NA Fichtenbaum, C Schaake, TE Mates, C Cobb, S Keller, SP DenBaars und UK Mishra. „Electrical characterization of p-type N-polar and Ga-polar GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition“. In: *Applied Physics Letters* 91.17 (2007), S. 172105.
- [103] HR Qi u. a. „The self-compensation effect of heavily Mg doped p-GaN films studied by SIMS and photoluminescence“. In: *Superlattices and Microstructures* 133 (2019), S. 106177.
- [104] Peter Kozodoy, Huili Xing, Steven P DenBaars, Umesh K Mishra, A Saxler, R Perrin, S Elhamri und WC Mitchel. „Heavy doping effects in Mg-doped GaN“. In: *Journal of Applied Physics* 87.4 (2000), S. 1832–1835.
- [105] W Götz, NM Johnson, J Walker, DP Bour und RA Street. „Activation of acceptors in Mg-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition“. In: *Applied Physics Letters* 68.5 (1996), S. 667–669.
- [106] Wen-Cheng Ke, Shuo-Jen Lee, Shioh-Long Chen, Chia-Yu Kao und Wei-Chung Houg. „Effects of growth conditions on the acceptor activation of Mg-doped p-GaN“. In: *Materials Chemistry and Physics* 133.2-3 (2012), S. 1029–1033.
- [107] ML Nakarmi, N Nepal, JY Lin und HX Jiang. „Photoluminescence studies of impurity transitions in Mg-doped AlGaIn alloys“. In: *Applied Physics Letters* 94.9 (2009), S. 091903.
- [108] Md Soyaeb Hasan, Ibrahim Mustafa Mehedi, SM Faruk Reza, Md Rejvi Kaysir und Md Rafiqul Islam. „Analytical investigation of activation energy for Mg-doped p-AlGaIn“. In: *Optical and Quantum Electronics* 52 (2020), S. 1–10.
- [109] Jörg Neugebauer und Chris G Van de Walle. „Role of hydrogen in doping of GaN“. In: *Applied physics letters* 68.13 (1996), S. 1829–1831.
- [110] Alexis Papamichail u. a. „Mg-doping and free-hole properties of hot-wall MOCVD GaN“. In: *Journal of Applied Physics* 131.18 (2022), S. 185704.
- [111] Shuji Nakamura, Naruhito Iwasa, Masayuki Senoh Masayuki Senoh und Takashi Mukai Takashi Mukai. „Hole compensation mechanism of p-type GaN films“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 31.5R (1992), S. 1258.
- [112] Giacomo Miceli und Alfredo Pasquarello. „Self-compensation due to point defects in Mg-doped GaN“. In: *Physical Review B* 93.16 (2016), S. 165207.

- [113] V Ramachandran, RM Feenstra, WL Sarney, L Salamanca-Riba, JE Northrup, LT Romano und DW Greve. „Inversion of wurtzite GaN (0001) by exposure to magnesium“. In: *Applied Physics Letters* 75.6 (1999), S. 808–810.
- [114] Narita Tetsuo, Ikarashi Nobuyuki, Tomita Kazuyoshi, Kataoka Keita und Kachi Tetsu. „Wide range doping control and defect characterization of GaN layers with various Mg concentrations“. In: *Journal of Applied Physics* 124.16 (2018), S. 165706.
- [115] Richard Gutt, Klaus Köhler, Joachim Wiegert, Lutz Kirste, Thorsten Passow und Joachim Wagner. „Controlling the Mg doping profile in MOVPE-grown GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N light-emitting diodes“. In: *physica status solidi c* 8.7-8 (2011), S. 2072–2074.
- [116] K Köhler, R Gutt, J Wiegert und L Kirste. „Diffusion of Mg dopant in metal-organic vapor-phase epitaxy grown GaN and Al_xGa_{1-x}N“. In: *Journal of Applied Physics* 113.7 (2013), S. 073514.
- [117] Joon Seop Kwak, Ok-Hyun Nam und Yongjo Park. „Abnormal dependence of contact resistivity on hole concentration in nonalloyed ohmic contacts to p-GaN“. In: *Applied physics letters* 80.19 (2002), S. 3554–3556.
- [118] A Weimar, A Lell, G Brüderl, S Bader und V Härle. „Investigation of Low-Resistance Metal Contacts on p-Type GaN Using the Linear and Circular Transmission Line Method“. In: *physica status solidi (a)* 183.1 (2001), S. 169–175.
- [119] Ramón Collazo, Seiji Mita, Jinqiao Xie, Anthony Rice, James Tweedie, Rafael Dalmau und Zlatko Sitar. „Progress on n-type doping of AlGa_N alloys on AlN single crystal substrates for UV optoelectronic applications“. In: *physica status solidi c* 8.7-8 (2011), S. 2031–2033.
- [120] M Ajmal Khan, Noritoshi Maeda, Joosun Yun, Masafumi Jo, Yoichi Yamada und Hideki Hirayama. „Achieving 9.6% efficiency in 304 nm p-AlGa_N UVB LED via increasing the holes injection and light reflectance“. In: *Scientific reports* 12.1 (2022), S. 2591.
- [121] Siddharth Rajan, Huili Xing, Steve DenBaars, Umesh K Mishra und Debdeep Jena. „AlGa_N/Ga_N polarization-doped field-effect transistor for microwave power applications“. In: *Applied physics letters* 84.9 (2004), S. 1591–1593.

-
- [122] Yulong Fang u. a. „AlGa_N/Ga_N polarization-doped field-effect transistors with graded heterostructure“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 61.12 (2014), S. 4084–4089.
- [123] *X'pert Epitaxy Version 4.1*. www.malvernpanalytical.com. by PANalytical B.V.
- [124] Dong Woo Song, Hee Jin Kim, Yong Seon Jeon und Euijoon Yoon. „Thermodynamic study of AlGa_N composition grown by metalorganic chemical vapor deposition“. In: *Journal of crystal growth* 298 (2007), S. 367–371.
- [125] YA Xi u. a. „Kinetic study of Al-mole fraction in Al_xGa_{1-x}N grown on c-plane sapphire and AlN bulk substrates by metal-organic vapor-phase epitaxy“. In: *Applied physics letters* 90.5 (2007).
- [126] John Simon, Vladimir Protasenko, Chuanxin Lian, Huili Xing und Debdeep Jena. „Polarization-induced hole doping in wide-band-gap uniaxial semiconductor heterostructures“. In: *Science* 327.5961 (2010), S. 60–64.
- [127] Tigran T Mnatsakanov, Michael E Levinshtein, Lubov I Pomortseva, Sergey N Yurkov, Grigory S Simin und M Asif Khan. „Carrier mobility model for Ga_N“. In: *Solid-State Electronics* 47.1 (2003), S. 111–115.
- [128] M Ilegems und HC Montgomery. „Electrical properties of n-type vapor-grown gallium nitride“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 34.5 (1973), S. 885–895.
- [129] M Asif Khan, JN Kuznia, JM Van Hove, DT Olson, S Krishnankutty und RM Kolbas. „Growth of high optical and electrical quality Ga_N layers using low-pressure metalorganic chemical vapor deposition“. In: *Applied physics letters* 58.5 (1991), S. 526–527.
- [130] a S Strite und Hy Morkoç. „Ga_N, AlN, and InN: a review“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 10.4 (1992), S. 1237–1266.
- [131] S Nakamura, T Mukai und M Senoh. „In situ monitoring and Hall measurements of Ga_N grown with Ga_N buffer layers“. In: *Journal of applied physics* 71.11 (1992), S. 5543–5549.

- [132] JG Kim, AC Frenkel, H Liu und RM Park. „Growth by molecular beam epitaxy and electrical characterization of Si-doped zinc blende GaN films deposited on β -SiC coated (001) Si substrates“. In: *Applied physics letters* 65.1 (1994), S. 91–93.
- [133] Daniel D Koleske, Alma E Wickenden und Richard L Henry. „GaN decomposition in ammonia“. In: *MRS Online Proceedings Library (OPL)* 595 (1999), F99W3–64.
- [134] Feng Zhang, Masao Ikeda, Shuming Zhang, Jianping Liu, Aiqin Tian, Pengyan Wen, Yang Cheng und Hui Yang. „Thermal etching rate of GaN during MOCVD growth interruption in hydrogen and ammonia ambient determined by AlGaIn/GaN superlattice structures“. In: *Journal of Crystal Growth* 475 (2017), S. 93–96.
- [135] Stephan Figge, Hanno Kröncke, Detlef Hommel und Boris M Epelbaum. „Temperature dependence of the thermal expansion of AlN“. In: *Applied Physics Letters* 94.10 (2009), S. 101915.
- [136] Kenjiro Uesugi, Kanako Shojiki, Yuta Tezen, Yusuke Hayashi und Hideto Miyake. „Suppression of dislocation-induced spiral hillocks in MOVPE-grown AlGaIn on face-to-face annealed sputter-deposited AlN template“. In: *Applied Physics Letters* 116.6 (2020), S. 062101.
- [137] Chia-Yen Huang u. a. „Overcoming the excessive compressive strain in AlGaIn epitaxy by introducing high Si-doping in AlN templates“. In: *Japanese journal of applied physics* 59.7 (2020), S. 070904.
- [138] Satoshi Kamiyama u. a. „Low-temperature-deposited AlGaIn interlayer for improvement of AlGaIn/GaN heterostructure“. In: *Journal of crystal growth* 223.1-2 (2001), S. 83–91.
- [139] Enchao Peng u. a. „Growth and characterization of AlGaIn/AlN/GaN/AlGaIn double heterojunction structures with AlGaIn as buffer layers“. In: *Journal of crystal growth* 383 (2013), S. 25–29.
- [140] Yining Feng, Vishal Saravade, Ting-Fung Chung, Yongqi Dong, Hua Zhou, Bahadır Kucukgok, Ian T Ferguson und Na Lu. „Strain-stress study of Al_xGa_{1-x}N/AlN heterostructures on c-plane sapphire and related optical properties“. In: *Scientific reports* 9.1 (2019), S. 1–8.

-
- [141] Yuya Yamaoka, Ken Kakamu, Akinori Ubukata, Yoshiki Yano, Toshiya Tabuchi, Koh Matsumoto und Takashi Egawa. „Impact of the AlN nucleation layer on the variation of the vertical-direction breakdown voltage of AlGa_N/Ga_N high-electron-mobility transistor structures on a Si substrate“. In: *physica status solidi (a)* 214.8 (2017), S. 1600843.
- [142] Theeradetch Detchprohm, Kazumasa Hiramatsu, Kenji Itoh Kenji Itoh und Isamu Akasaki Isamu Akasaki. „Relaxation process of the thermal strain in the Ga_N/α-Al₂O₃ heterostructure and determination of the intrinsic lattice constants of Ga_N free from the strain“. In: *Japanese journal of applied physics* 31.10B (1992), S. L1454.
- [143] Masahiro Horita u. a. „Hall-effect measurements of metalorganic vapor-phase epitaxy-grown p-type homoepitaxial Ga_N layers with various Mg concentrations“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 56.3 (2017), S. 031001.
- [144] Inc. Synopsys. *Synopsys TCAD Sentaurus*. Version T-2022.03-SP1. 2022. URL: www.synopsys.com/silicon/tcad/device-simulation/sentaurus-device.html.
- [145] Amel Bhourri und Jean-Louis Lazzari. „Composition dependence of the band offsets in wurtzite nitride-based heterojunctions“. In: *Materials Science in Semiconductor Processing* 41 (2016), S. 121–131.
- [146] CI Wu, A Kahn, N Taskar, D Dorman und D Gallagher. „Ga_N (0001)-(1 × 1) surfaces: Composition and electronic properties“. In: *Journal of applied physics* 83.8 (1998), S. 4249–4252.
- [147] K Köhler u. a. „Electrical properties of Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures with low Al content“. In: *Journal of Applied Physics* 109.5 (2011), S. 053705.
- [148] Daniel Delagebeaudeuf und Nuyen T Linh. „Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional electron gas FET“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 29.6 (1982), S. 955–960.
- [149] SJ Pearton, RJ Shul und Fan Ren. „A review of dry etching of Ga_N and related materials“. In: *Materials Research Society Internet Journal of Nitride Semiconductor Research* 5.1 (2000).
- [150] MN Gurusinge, SK Davidsson und TG Andersson. „Two-dimensional electron mobility limitation mechanisms in Al x Ga 1- x N/ Ga_N heterostructures“. In: *Physical Review B* 72.4 (2005), S. 045316.

- [151] Jiabo Chen u. a. „Investigation on the interface trap characteristics in a p-channel GaN MOSFET through temperature-dependent subthreshold slope analysis“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 55.9 (2021), S. 095112.
- [152] Maxim Shatalov, Grigory Simin, Jianping Zhang, Vinod Adivarahan, Alexei Koudymov, Radhika Pachipulusu und M Asif Khan. „GaN/AlGaN p-channel inverted heterostructure JFET“. In: *IEEE Electron Device Letters* 23.8 (2002), S. 452–454.
- [153] MS Shur, AD Bykhovski, R Gaska, JW Yang, Grigory Simin und MA Khan. „Accumulation hole layer in p-GaN/AlGaN heterostructures“. In: *Applied Physics Letters* 76.21 (2000), S. 3061–3063.
- [154] Jinwook W Chung, John C Roberts, Edwin L Piner und Tomás Palacios. „Effect of gate leakage in the subthreshold characteristics of AlGaN/GaN HEMTs“. In: *IEEE Electron Device Letters* 29.11 (2008), S. 1196–1198.
- [155] Matthias Ehrhardt und Thomas Koprucki. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Bd. 99th Edition. Taylor & Francis Ltd., 2018.
- [156] Nadim Chowdhury, Qingyun Xie, John Niroula, Nitul S Rajput, Kai Cheng, Han Wui Then und Tomás Palacios. „Field-induced acceptor ionization in enhancement-mode GaN p-MOSFETs“. In: *2020 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. IEEE. 2020, S. 5–5.
- [157] Athith Krishna, Aditya Raj, Nirupam Hatui, Onur Koksaldi, Raina Jang, Stacia Keller und Umesh K Mishra. „AlGaN/GaN Superlattice-Based P-Type Field-Effect Transistor with Tetramethylammonium Hydroxide Treatment“. In: *physica status solidi (a)* 217.7 (2020), S. 1900692.
- [158] Hanghai Du, Zhihong Liu, Lu Hao, Huake Su, Tao Zhang, Weihang Zhang, Jincheng Zhang und Yue Hao. „High-Performance E-Mode p-Channel GaN FinFET on Silicon Substrate With High I ON/I OFF and High Threshold Voltage“. In: *IEEE Electron Device Letters* 43.5 (2022), S. 705–708.
- [159] Gerrit Lükens. „Normally-off transistor topologies in gallium nitride technology“. Diss. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2020.
- [160] Zheyang Zheng u. a. „Threshold voltage instability of enhancement-mode GaN buried p-channel MOSFETs“. In: *IEEE Electron Device Letters* 42.11 (2021), S. 1584–1587.

-
- [161] Chihoko Mizue, Yujin Hori, Marcin Miczek und Tamotsu Hashizume. „Capacitance–voltage characteristics of Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N structures and state density distribution at Al₂O₃/AlGa_N interface“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 50.2R (2011), S. 021001.
- [162] G Lükens, H Yacoub, H Kalisch und A Vescan. „Limitations of threshold voltage engineering of AlGa_N/Ga_N heterostructures by dielectric interface charge density and manipulation by oxygen plasma surface treatments“. In: *Journal of Applied Physics* 119.20 (2016), S. 205705.
- [163] Loi D Nguyen, Lawrence E Larson und Umesh K Mishra. „Ultra-high speed modulation-doped field-effect transistors: a tutorial review“. In: *Proceedings of the IEEE* 80.4 (1992), S. 494–518.
- [164] David R Greenberg und Jesus A del Alamo. „Velocity saturation in the extrinsic device: A fundamental limit in HFET’s“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 41.8 (1994), S. 1334–1339.
- [165] Kwiro Lee, Michael S Shur, Timothy J Drummond und Hadis Morkoc. „Parasitic MESFET in (Al, Ga) As/GaAs modulation doped FET’s and MODFET characterization“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 31.1 (1984), S. 29–35.
- [166] MJ Kane, MJ Uren, DJ Wallis, PJ Wright, DEJ Soley, AJ Simons und T Martin. „Determination of the dielectric constant of Ga_N in the kHz frequency range“. In: *Semiconductor science and technology* 26.8 (2011), S. 085006.
- [167] Annett Winzer, Nadine Szabó, Andre Wachowiak, Paul Matthias Jordan, Johannes Heitmann und Thomas Mikolajick. „Impact of postdeposition annealing upon film properties of atomic layer deposition-grown Al₂O₃ on Ga_N“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena* 33.1 (2015), 01A106.
- [168] Yuanyuan Shi, Qi Zhou, Anbang Zhang, Liyang Zhu, Yu Shi, Wanjun Chen, Zhaoji Li und Bo Zhang. „Investigation of bulk traps by conductance method in the deep depletion region of the Al₂O₃/Ga_N MOS device“. In: *Nanoscale Research Letters* 12 (2017), S. 1–6.

- [169] Kwangeun Kim, Jisoo Kim, Jiarui Gong, Dong Liu und Zhenqiang Ma. „Metal-Al₂O₃-GaN capacitors with an ultraviolet/ozone plasma-treated interface“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 59.3 (2020), S. 030908.
- [170] Hironori Okumura, Denis Martin und Nicolas Grandjean. „Low p-type contact resistance by field-emission tunneling in highly Mg-doped GaN“. In: *Applied physics letters* 109.25 (2016), S. 252101.
- [171] Angus Rockett. *The materials science of semiconductors*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [172] Hiroshi Kambayashi u. a. „High quality SiO₂/Al₂O₃ gate stack for GaN metal–oxide–semiconductor field-effect transistor“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 52.4S (2013), 04CF09.
- [173] Arne Debold, Simon Kotzea, Jona Riedel, Michael Heuken, Holger Kalisch und Andrei Vescan. „GaN Micropillar Schottky Diodes with High Breakdown Voltage Fabricated by Selective-Area Growth“. In: *physica status solidi (a)* 217.7 (2020), S. 1900676.
- [174] Alexander S Chang, Bingjun Li, Sizhen Wang, Mohsen Nami, Paul JM Smeets, Jung Han und Lincoln J Lauhon. „Selective area regrowth produces nonuniform Mg doping profiles in nonplanar GaN p–n junctions“. In: *ACS Applied Electronic Materials* 3.2 (2021), S. 704–710.
- [175] Robert Stamm. *Selektives Wachstum von Mg-dotiertem GaN für ohmsche Kontakte vom p-Typ in p-Kanal-HFET*. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen. Bachelorarbeit. 2021.
- [176] Michel Marso, Gero Heidelberger, Klaus Michael Indlekofer, Juraj Bernát, Alfred Fox, P Kordos und H Luth. „Origin of improved RF performance of AlGa_N/Ga_N MOSHFETs compared to HFETs“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 53.7 (2006), S. 1517–1523.
- [177] Falan Yinug. „The rise of the flash memory market: Its impact on firm behavior and global semiconductor trade patterns“. In: *J. Int’l Com. & Econ.* 1 (2008), S. 137.
- [178] SSD Flash. „What defines a true Industrial Grade Flash SSD?“ In: (2008).

- [179] Kyung-ah Son, Anna Liao, Gerald Lung, Manuel Gallegos, Toshiro Hatake, Richard D Harris, Leif Z Scheick und William D Smythe. „GaN-based high temperature and radiation-hard electronics for harsh environments“. In: *Nanoscience and Nanotechnology Letters* 2.2 (2010), S. 89–95.
- [180] Tomio Satoh, Ken Osawa und Atsushi Nitta. „GaN HEMT for space applications“. In: *2018 IEEE BiCMOS and Compound Semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS)*. IEEE. 2018, S. 136–139.
- [181] Bin Hou u. a. „0.9-A/mm, 2.6-V flash-like normally-off Al₂O₃/AlGaN/GaN MIS-HEMTs using charge trapping technique“. In: *IEEE Electron Device Letters* 39.3 (2018), S. 397–400.
- [182] Manju Korwal Chattopadhyay. *Design of Capacitorless Memory Cell based on GaN Heterostructures*. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2014.
- [183] Joachim Piprek. *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. John Wiley & Sons, 2007.
- [184] Tetsuo Narita und Tetsu Kachi. *Characterization of Defects and Deep Levels for GaN Power Devices*. AIP Publishing LLC, 2020.
- [185] Arno Kirchbrücher. *Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierten Speicherzellen*. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen. Masterarbeit. 2021.

Publikationsliste

Depletion- and Enhancement-Mode p-Channel MISHFET Based on GaN/AlGaN Single Heterostructures on Sapphire Substrates, **Carsten Beckmann**, Zineng Yang, Jens Wieben, Thorsten Zweipfennig, Jasmin Ehrler, Arno Kirchbrücher, Holger Kalisch, Andrei Vescan, , IEEE Journal of the Electron Devices Society, 11, 248-255 (2023). doi: 10.1109/JEDS.2023.3268205

MOVPE-grown GaN/AlGaN heterostructures on sapphire with polarization-induced two-dimensional hole gases, **Carsten Beckmann**, Jens Wieben, Thorsten Zweipfennig, Arno Kirchbrücher, Jasmin Ehrler, Robert Stamm, Zineng Yang, Holger Kalisch, Andrei Vescan, Journal of Physics D: Applied Physics, 55(43), 435102 (2022). doi: 10.1088/1361-6463/ac89ff

AlGaN/GaN high electron mobility transistor oscillator for high temperature and high frequency, Paula Palacios, Muh-Dey Wei, Thorsten Zweipfennig, Ahmed Hamed, **Carsten Beckmann**, Holger Kalisch, Andrei Vescan, Renato Negra, Electronics Letters, 57(3), 148-150 (2021). doi: 10.1049/ell2.12069

3D Integrated 300°C Tunable RF Oscillator exploiting AlGaN/GaN HEMT for High Temperature Applications, Paula Palacios, Thorsten Zweipfennig, Alessandro Ottaviani, Mohamed Saeed, **Carsten Beckmann**, Mohammed Alomari, Gerrit Lükens, Holger Kalisch, Joachim N. Burghartz, Andrei Vescan, Renato Negra, IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS), 519-522 (2021). doi: 10.1109/IMS19712.2021.9574881

Evaluation of high-temperature high-frequency GaN-Based LC-oscillator components
Alessandro Ottaviani, Paula Palacios, Thorsten Zweipfennig, Mohammed Alomari,
Carsten Beckmann, David Bierbüsse, Jens Wieben, Jasmin Ehrler, Holger Kalisch,
Renato Negra, Andrei Vescan, Joachim N. Burghartz, IEEE Transactions on Electron
Devices, 67(11), 4587-4591 (2020). doi: 10.1109/TED.2020.3016918

Development of a III-nitride electro-optical modulator for UV-vis, Jens Wieben,
Carsten Beckmann, Hady Yacoub, Andrei Vescan, Holger Kalisch, Japanese Journal
of Applied Physics, 58(SC), SCCC04 (2019). doi: 10.7567/1347-4065/ab079e

Bildungsgang

Okt. 2024: **Promotion** an der RWTH-Aachen

Juni 2016: **Master of Science** in Materialwissenschaften an der RWTH-Aachen
Vertiefungen: Elektronische Materialien und Nanotechnologie

Sep. 2014: **Bachelor of Science** in Materialwissenschaften an der RWTH-Aachen

Juni 2007: **Allgemeine Hochschulreife** am Städtisches Gymnasium Eschweiler

Danksagung

Diese Dissertation war nur dank der Hilfe und Unterstützung vieler Menschen möglich. Insbesondere danke ich:

- Prof. Dr. Andrei Vescan für die Möglichkeit, meine Arbeit im Lehr- und Forschungsgebiet Technologie der Verbindungshalbleiter (CST) durchzuführen, für die Zeit der Betreuung, für seine konstruktive Kritik und sein Verständnis bei der Umsetzung der gesamten Arbeit.
- Prof. Dr. Uwe Rau für die Bereitschaft zur Übernahme des Zweitgutachtens.
- Dr. Holger Kalisch für seine Anregungen und Korrekturen bei wissenschaftlichen Vorträgen und Veröffentlichungen.
- Dr. Ada Wille, für das Einarbeiten an der MOVPE-Anlage (GaNdalf), für hilfreiche Diskussionen und Unterstützung.
- Jens Wieben, der mit mir GaNdalf betreut und genutzt hat, für die enge Zusammenarbeit.
- Dr. Hady Yacoub, Dr. Gerrit Lükens und Dr. Simon Kotzea für ihre tatkräftige Hilfe bei der Prozessierung und Auswertung von elektronischen Bauelementen.
- Dr. Arne Debold für die Unterstützung bei allen Herausforderungen der Epitaxie.
- Jasmin Ehrler und Thorsten Zweipfennig für die hervorragende Zusammenarbeit und Unterstützung im Labor.
- Sonja Buchholz-Trappe und Gabriele Nogueira-Glenski für ihre unschätzbare wertvolle Hilfestellung im Labor, insbesondere bei der Lithographie.
- Gerrit Kuivenhoven für seine Hilfestellungen bei der Reparatur des MOVPE-Systems und bei jeglichen technischen Herausforderungen.

- Frank Jessen und Jan Gruis für ihre Hilfe bei technologischen Herausforderungen, für ihr Engagement und ihre Teamarbeit.
- Arno Kirchbrücher, Zineng Yang, Aziz Rhomdana und Robert Stamm für ihre Abschlussarbeiten, die einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.
- Dem gesamten CST-Team für die gute Zusammenarbeit und die gemeinsame gute Zeit.
- Allen weiteren Kollegen und Studenten im Labor, mit denen ich zusammen Freude und Zuversicht geteilt habe.
- Der Firma AIXTRON, für die unkomplizierte Abwicklung bei der Beschaffung von Ersatzteilen für die MOVPE-Anlage.

Abschließend möchte ich mich herzlich bei meiner gesamten Familie, insbesondere meinen Eltern und meiner Frau Verena, für ihre bedingungslose Liebe und Unterstützung bedanken.