ulm university universität
uulm

Polarisationseffekte in Gruppe-(III)-Nitriden und deren Anwendung in p-Kanal FETs und elektromechanischen Strukturen

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

(DR.-ING.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
und Informatik der Universität Ulm

von

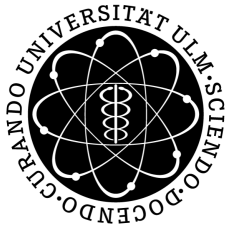
Tom Zimmermann

aus Dresden

Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Erhard Kohn Prof. Dr.-Ing. Andrei Vescan
Amtierender Dekan:	Prof. Dr. rer. nat. Helmuth Partsch

Ulm, 18.01.2008

Polarisationseffekte in Gruppe-(III)-Nitriden und deren Anwendung in p-Kanal FETs und elektromechanischen Strukturen



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
und Informatik der Universität Ulm

von

Dipl.-Ing. Tom Zimmermann

aus Dresden

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Erhard Kohn
Prof. Dr.-Ing. Andrei Vescan

Amtierender Dekan: Prof. Dr. rer. nat. Helmuth Partsch

Ulm, 18. Januar 2008

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **5**
- 1.1 Galliumnitrid - eine historische Betrachtung 7
- 1.2 Weshalb Galliumnitrid? 8
- 1.3 Motivation und Gliederung dieser Arbeit 11

2 Materialeigenschaften der Gruppe(III)-Nitride **13**
- 2.1 Kristall- und Bandstrukturen 13
- 2.2 Spontane Polarisation in Gruppe-(III)-Nitriden 16
- 2.3 Piezoelektrische Polarisation in Gruppe-(III)-Nitriden 18
  - 2.3.1 Kompressive Gitterverspannung 18
  - 2.3.2 Tensile Gitterverspannung 19
  - 2.3.3 Totale Polarisation einer verspannten Wurzitstruktur 20
- 2.4 Polarität des GaN-Kristalls und seine Polarisationsorientierung . . . 26
- 2.5 Piezoinduzierte Grenzflächenladungen an GaN-basierenden Heterostrukturen 27
- 2.6 Polare Gradientenstrukturen 39
- 2.7 Elektromechanische Eigenschaften des GaN-Materials 41

3 Epitaktisches Wachstum von Gruppe(III)-Nitrid-Bauelementen **45**
- 3.1 Substrate 45
- 3.2 Epitaxie 47
- 3.3 Dotierung im GaN-Material 50

4 Grundlegende GaN-basierende Bauelemente **55**
- 4.1 Balken-Sensorstrukturen ohne polares Halbleitermaterial 55
- 4.2 GaN-basierende Balken- und Membranstrukturen auf (111)-Si-Substrat 56
- 4.3 InGaN/GaN-basierende p-Kanal HFETs 62
- 4.4 Ohmsche Kontakte auf GaN-basierenden Strukturen 66
- 4.5 GaN-basierende Schottkydiode 69

5 P-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Technologie **73**

5.1 Mg-H-Komplexbrechung in GaN-Schichten durch thermische Aktivierung . . . 73
5.2 Mesa-Bauelementeisolation . . . 74
5.3 Ohmsche p-Typ Kontakte . . . 75
5.4 Gate-Dioden für p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen . . . 85
5.5 GaN-Oberflächenpassivierung . . . 88

6 P-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen 91
6.1 P-Kanal HFET durch 2DEG-Kompensation über Oberflächenzustände 92
6.1.1 Simulation eines p-Kanal HFETs mit oberflächenverarmten 2DEG-Kanal . . . 93
6.1.2 CV-Messung an einer p-Kanal HFET-Struktur . . . 95
6.1.3 Tieftemperatur-Hall-Messung zum 2DHG-Nachweis . . . 96
6.1.4 DC-Ausgangscharakteristik eines 2DHG-Kanal HFETs . . . 98
6.2 P-Kanal HFET Struktur mit Mg-δ-Kompensationsdotierung . . . 101
6.2.1 Simulation eines Mg-kompensierten 2DHG-Kanal HFETs . . 102
6.2.2 Charakterisierung eines Mg-kompensierten 2DHG-Kanal HFETs 103

7 Technologie freistehender GaN- und AlGaN/GaN-Sensorstrukturen 107
7.1 Definition der GaN-Balkenstrukturen durch tiefe und flache Mesa vor dem Membranätzen . . . 109
7.2 Kontakte auf elektromechanischen n-Kanal GaN-Strukturen und deren Passivierung durch Siliziumnitrid . . . 110
7.3 Freistehende GaN-Membranen durch Front- und Rückseitentechnologie 110

8 Piezoelektrische Eigenschaften von GaN und AlGaN/GaN Sensor Strukturen 115
8.1 Mechanische Charakterisierung des GaN-Balkenmaterials . . . 116
8.2 Elektromechanische Charakterisierung der GaN- und AlGaN/GaN-Kraftsensoren . . . 118

9 Zusammenfassung 123

A Schottky-Kontakte auf p-Typ GaN 125
A.1 Schottky-Mott-Modell . . . 125
A.2 Bardeen-Modell . . . 126
A.3 Nichtideale Schottkydiode . . . 126
A.4 Stromtransportmechanismen . . . 128

A.4.1 Thermische Emission über die Barriere 128
A.4.2 Tunnel-Emission durch die Barriere 128
A.4.3 Diffusion 129

B Meßmethode zur Kontaktcharakterisierung **131**
B.1 TLM-Charakterisierung ohmscher Kontakte 131

C Formelzeichen **135**

D Studien- und Diplomarbeiten **137**

E Eigene Veröffentlichungen **139**
E.1 Artikel 139
E.2 Konferenzen 141

Literaturverzeichnis **145**
Danksagung **167**
Lebenslauf **169**

1 Einleitung

Hexagonale Gruppe-III-Nitride mit ihren hohen piezoelektrischen Konstanten, die eine spontane Polarisation in den Halbleitermaterialien hervorrufen, die nur wenig unter denen von ferroelektrischen Kristallen liegt [1], gewinnen durch ihre herausragenden elektrischen als auch optischen und chemischen Eigenschaften mit einem Marktvolumen von ca. 3 Mrd. US$ im Jahre 2006 [2] immer größere Bedeutung und stehen derzeit an der Schwelle zur industriellen Produktion und Vermarktung [3].

Erste Produkte und serienreife Konzepte von Galliumnitrid-basierenden Halbleiterbauelementen versprechen u.a. Verstärker mit Leistungsdichten von 12 W/mm [4] und Ausgangsleistungen von 150W [5] auf Silizium-Substraten für Anwendungen im Frequenzbereich zwischen 2 und 12 GHz.

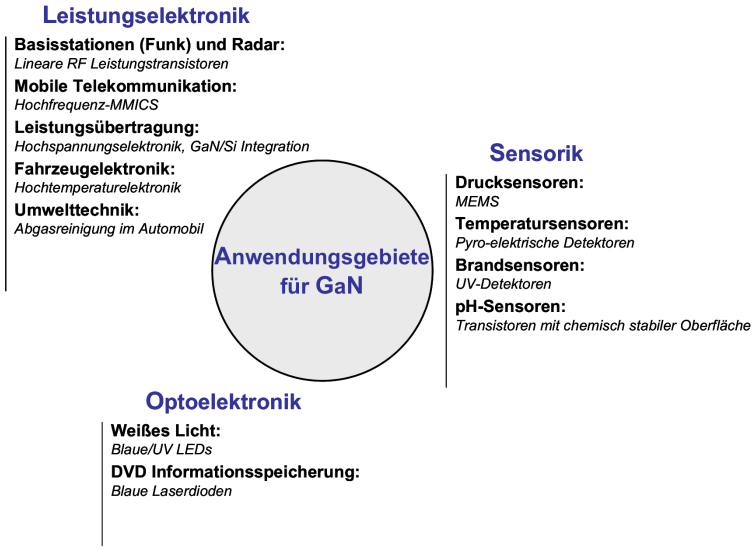


Abbildung 1.1: Anwendungsgebiete für GaN-basierende Bauelemente [6]

So eignen sich GaN und seine ternären Verbindungshalbleiter InGaN, AlGaN und InAlN durch ihre besonderen elektrischen und thermischen Eigenschaften ganz

besonders als Hochfrequenz-Leistungsverstärker für Anwendungen in der Telekommunikation und in Radarsystemen oder durch ihre Hitzebeständigkeit sowie chemischen Stabilität hervorragend als Temperatur-, Druck- oder pH-Sensoren [6].

Denkbar wären neben der Realisierung von kompakten und mobilen Radarmodulen und linearen Verstärkern für Funkübertragungen in Basisstationen, in denen bisher aufwendige Röhrenverstärkersysteme eingesetzt werden, auch Anwendungen in Industrie und Automobilbereich, in denen z.B. eine zuverlässige Hochtemperatursteuerelektronik benötigt wird. Moderne Motorsteuerungen, Plasmaabgasreinigungsanlagen, dezentrale Steuermodule mit integrierter Sensoreinheit und Auswerteelektronik für den Flugzeugbau als auch Hochspannungselektronik bei der Bahn oder für die Energieübertragung, z.B. Hochleistungsgleichrichter in Windkraftanlagen, sind durch neue Konzepte durch Gruppe-(III)-Nitrid Halbleitermaterialien realisierbar, ohne hochkomplexe, störanfällige, schwergewichtige und große Kühlsysteme oder Infrastruktur zu benötigen (siehe auch Abbildung 1.1).

Speziell die derzeitigen Nachteile von Hochfrequenz-Röhrenverstärkern wie ihre geringe Lebensdauer, für mobile Anwendungen ihre zu großen Abmessungen und Gewicht, sowie die notwendige, aufwendige Kühlung und hohe Betriebsspannung könnten mit GaN-basierenden Leistungstransistoren behoben werden.

Entscheidend für die Durchsetzung der GaN-Technologie ist dabei die Langzeitstabilität und Zuverlässigkeit der elektrischen Bauelementeeigenschaften [3].

Lebensdauertests von 1500 Stunden an 45 AlGaN/GaN Heterostruktur-Feldeffekttransistoren mit einer Gateweite von 16 mm wurden von Nitronex, einer der führenden Hersteller von GaN-Halbleiterbauelementen, durchgeführt. Dabei zeigten sich im DC-Betrieb Degradationen des Sättigungsstromes von lediglich 6 %. Eine Extrapolation der Messung über eine Lebensdauer von 20 Jahren ergibt Stromänderungen von weniger als 10 %. Die Abbildung 1.2 verdeutlicht die abgeschätzte Langzeitstabilität. Es ist zu sehen, daß die Bauelemente, die bei 200°C gestresst werden, eine Änderung der Sättigungsausgangsleistung von weniger als 1 dB über 20 Jahre aufweisen könnten, so daß von einer hohen elektrischen Stabilität und Zuverlässigkeit zukünftiger GaN-basierender Bauelemete ausgegangen werden kann.

Eine bereits dominierende Rolle nehmen GaN-basierende optoelektronische Bauelemente ein, mit denen sowohl ultrahelle LEDs in einem Frequenzspektrum von rot über grün und blau bis hin zu UV (UV-Hochleistungs-LED von Nichia bei 365 nm) als auch weiße LEDs (3 W LEDs mit 90 lm von Cree) und Laser verwirklicht werden können [7]-[9]. So wird die nächste Generation von DVD-Brennern eine blaue Lasereinheit besitzen und weißes Licht wird mehr und mehr durch hocheffiziente LEDs generiert. Neben der hohen Energieeffizienz zeichnen sich Leuchtdioden durch eine lange Lebensdauer, mechanische Stabilität und kompakte Bauweise aus. Mit

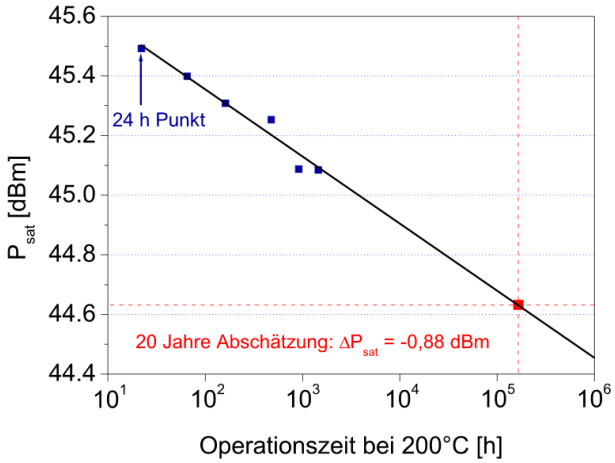


Abbildung 1.2: Lebensdauerlangzeittest bei 200°C von 45 AlGaN/GaN HFETs bei einer mittleren DC-Belastung: innerhalb von 20 Jahren weniger als 1 dB Verlust [3]

zunehmender Helligkeit (ca. Verdopplung der Lichtleistung innerhalb eines Jahres) werden LEDs herkömmliche Scheinwerfer und Beleuchtungsquellen ersetzen können.

1.1 Galliumnitrid - eine historische Betrachtung

Eine erstmalige Synthetisierung von GaN gelang 1932 [10] durch die Reaktion von Gallium mit Ammoniak bei etwa 1000°C. Großflächige einkristalline GaN-Schichten wurden hingegen erst 1969 mittels Gasphasenepitaxie auf einem Saphir-Trägermaterial aufgewachsen [11]. Jedoch konnte die Materialqualität des GaN´s auf nicht gitterangepaßten Fremdsubstraten erst im Jahre 1986 durch die Einführung einer Niedertemperatur-Nukleationsschicht verbessert werden [12]. Neben dem stark fehlangepaßten heteroepitaktischem Wachstum aufgrund eines fehlenden großflächigen GaN-Substrates verhinderte eine fehlende p-Dotierung mit genügend kleiner Aktivierungsenergie und die hohe n-Hintergrunddotierung die Entwicklung von p-Typ-Bauelementen auf Galliumnitrid. Im Jahre 1988 wurde eine mit Magnesium dotierte und bei Raumtemperatur hoch p-leitfähige GaN-Schicht vorgestellt [13] und 1992 wurde ein Temperungsverfahren für Mg-dotierte GaN-Schichten bei ca.

800°C in einer Stickstoffatmosphäre vorgeschlagen, welches heute der Standardaktivierungsprozess für p-Schichten in GaN ist [14]. Gegenüber der n-Dotierung, die in GaN mit Silizium realisiert wird, ist jedoch die p-Beweglichkeit mit lediglich ca. 10 cm^2/Vs wesentlich niedriger als für die n-Dotierung, so daß eine Entwicklung von p-leitfähigen FETs unrealistisch erschien. Mit Einführung von AlGaN/GaN und InGaN/GaN Heteroübergängen und die Ausnutzung der polaren Natur des GaN-Materialsystems kann es jedoch möglich sein, sowohl n-Typ als auch p-Typ HFETs mit hoher Ladungsträgerbeweglichkeit zu realisieren, wobei n-HFETs dies bereits eindrucksvoll demonstriert haben. Diese Arbeit soll sich nun unter anderem der Aufgabe widmen, hochbewegliche p-Typ Ladungsträger an Grenzflächen von GaN-Heterostrukturen nachzuweisen. Die Untersuchung von Polarisationseffekten in GaN-MEMS bildet einen weiteren Teil dieser Arbeit.

1.2 Weshalb Galliumnitrid?

Verbindungshalbleiter übertreffen bei weitem die physikalischen Eigenschaften des Siliziums und speziell die Entwicklung von Galliumnitrid-basierenden Bauelementen gehört zu den dynamischsten unter den III-V-Materialien [6]. Bild 1.3 veranschaulicht deutlich, daß die GaN-Publikationen und somit Entwicklung und Forschung in den letzten zehn Jahren rasant zugenommen haben [15].

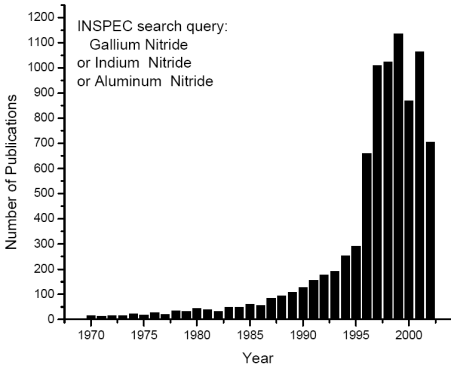


Abbildung 1.3: Anzahl der GaN Publikationen[15]

Das Interesse an III-V-Halbleitermaterialien geht auf die 70er Jahre zurück. Leistungsverstärker im Hochfrequenzbereich, Hochtemperatur- und Hochspannungsanwendungen und vor allem optoelektronische Bauelemente, speziell GaN-basierende blaue und grüne Leuchtdioden sowie Laser, versprachen ein Markt mit Milliarden-

Umsätzen zu werden [6]. Bereits jetzt hat GaN mit seinem direktem Bandabstand von 3,4 eV den Lichtmarkt revolutioniert und steht an der Schwelle, das Basismaterial für HF-Verstärkerbauelemente zu werden. Voraussetzung dafür sind neben der großen Bandlücke seine hohe Durchbruchfeldstärke von 5 MV/cm und die hohe Sättigungsgeschwindigkeit von $2,5 * 10^7$ cm/s. Darüberhinaus bietet GaN, vorausgesetzt es befindet sich nicht auf einem stark wärmeisolierenden Fremdsubstrat wie z.B. Saphir, eine gute Wärmeleitfähigkeit von 1,3 W/cmK, so daß die Wärme durch die Verlustleistung eines Leistungsverstärkers schnell abgeführt werden kann und somit ein gutes Wärmemanagement in den Bauelementen möglich ist. Leistungsdichten von bis zu 30 W/mm [16] mit Ladungsträgerbeweglichkeiten von etwa 1800 cm^2/Vs in zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) von Heterostrukturfeldeffekttransistoren (HFETs) ermöglichen Leistungsverstärker mit Ausgangsleistungen von über 200 W [17]. Tabelle 1.1 veranschaulicht die physikalischen Eigenschaften des hexagonalen Wurzit-GaN-Materials gegenüber Silizium, Galliumarsenid und Diamant. Zu erwähnen ist, daß bei Raumtemperaturbedingungen n-Dotierungen im Diamant nicht aktiviert und p-Dotierungen im Galliumnitrid mit guten elektrischen Eigenschaften nur schwer möglich sind.

Eigenschaften	GaN	Si	GaAs	Diamant
Kristallstruktur	Wurzit	Diamant	Zinkblende	Diamant
Bandabstand [eV]	3,39	1,12	1,42	5,4-5,6
Typ	direkt	indirekt	direkt	indirekt
N-Sätt.-geschw. [10^7 cm/s]	2,5	1	2	1,6
P-Sätt.-geschw. [10^7 cm/s]	~ 1	0,6	0,9	1,1
Feldstärke$_{Bruch}$ [MV/cm]	3-5	0,3	0,4	10-20
Wärmeleitf. [W/cmK]	1,3	1,3	0,55	6-20
stat. rel. Dielek.-zahl	8,9	11,7	12,9	5,7
Gitterkonstante [nm]	a:0,319 c:0,519	0,543	0,565	0,357
Leistungsdichte [W/mm]	> 2	$\sim 0,8$	$\sim 1,0$	> 2
N-Beweglichkeit [cm^2/Vs]	1000	1400	8500	2200-4500
P-Beweglichkeit [cm^2/Vs]	< 200	450	400	1800-3800
FET-Technologie	HFET	LDMOS	HFET	δ-FET

Tabelle 1.1: Vergleich physikalischer Eigenschaften der Halbleitermaterialien GaN [18], Si [19], GaAs [20], Diamant [22], [25]

Diese, gegenüber den anderen Halbleitermaterialien herausragenden Eigenschaften von hoher Wärmeleitfähigkeit (wobei das verwendete Substrat, z.B. Saphier als Wärmeisolator die Wärmeleitfähigkeit beeinflussen kann), niedriger dielektrischer Konstante, hohem direkten Bandabstand und Sättigungsgeschwindigkeit, sowie die hohe Durchbruchfeldstärke machen das GaN-Halbleitermaterial für ein weites Anwendungsgebiet attraktiv, das von HF- bis Hochleistungsanwendungen, von automobiler- bis kommerzieller Beleuchtung reicht. So sollen GaN-Bauelemente in Frequenzbereichen bis zu 200 GHz und darüber hinaus als RF-Leistungsverstärker operieren und Ausgangsleistungen von hunderten von Watt liefern und Spannungen von über 1000 V verarbeiten können. Naheliegende Ziele der ersten GaN-Halbleiterfirmen werden lineare RF-Leistungsverstärker für 2,5G und 3G Funkbasisstationen sein.

Eigenschaften	GaN	InN	AlN
Bandabstand [eV]	3,39	0,7-1,9	6,2
N-Sätt.-geschw. [10^7 cm/s]	2,5	~ 4	1,7
Feldstärke$_{Bruch}$ [MV/cm]	3	0,3	>5,5 [179]
Wärmeleitf. [W/cmK]	1,3	0,45	2,85
stat. rel. Dielek.-zahl	8,9	15,3	8,5
Gitterkonstante [nm]	a:0,319 c:0,519	a:0,353 c:0,569	a:0,311 c:0,498
therm. Ausdehnung[10^{-6}/K]	6,2	3,6	2,9
N-Beweglichkeit [cm^2/Vs]	1000	3200	300
P-Beweglichkeit [cm^2/Vs]	< 200	-	14

Tabelle 1.2: Vergleich physikalischer Eigenschaften der Gruppe-(III)-Nitride [15] GaN [18], InN [23], AlN [24]

Tabelle 1.2 vergleicht verschiedene Gruppe-(III)-Nitride, die als ternäre Verbindungshalbleiter auch in dieser Arbeit Verwendung finden. So ermöglicht das Gruppe-(III)-Nitrid Material Heterostrukturen mit AlGaN-, InGaN- oder InAlN-Schichten, mit deren Hilfe die Bandkantendiskontinuität an der Grenzfläche zum GaN- oder AlN-Puffer durch die unterschiedlichen Bandlücken der Materialien eingestellt werden kann. Zudem werden durch die polaren Eigenschaften des verwendeten Halbleitermaterials und den Gitterverspannungen durch die Gitterfehlanpassung an der Grenzfläche der Heterostrukturen Polarisationsfelder erzeugt, die eine weitere Bandverbiegung und freie Ladungsträger an der Grenzfläche des He-

teroüberganges induzieren können. Sind sowohl Bandkantendiskontinuität als auch die Bandverbiegung durch Polarisation groß genug, können an der Heterogrenzfläche zweidimensionale Ladungsträgergase generiert werden, die eine wesentlich höhere Beweglichkeit besitzen, als die Ladungsträger des Volumenmaterials. Da dieser Effekt für Elektronen und Löcher gleichermaßen gilt, eröffnet das Materialsystem die Chance, hochbewegliche, hohe Ladungsträgerdichten in n-Kanal als auch p-Kanal HFET-Strukturen zu erzeugen. Um die Wirkungsweise der Strukturen besser verstehen zu können, soll in den folgenden Kapiteln detailliert auf die Polarisationseffekte in Gruppe-(III)-Nitriden eingegangen werden.

1.3 Motivation und Gliederung dieser Arbeit

Das in dieser Arbeit verwendete, tetraedisch koordinierte GaN und seine ternären Verbindungshalbleiter InGaN, AlGaN und InAlN besitzen eine hexagonale Wurzitstruktur, die durch ihre Unsymmetrie und der stark kovalenten Metall-Stickstoff-Bindung zu einer spontanen Polarisation entlang der c-Achse des Kristalls führt. Darüberhinaus sind Gruppe-(III)-Nitride stark piezoelektrisch, so daß sich im GaN-Kristall eine durch Gitterverspannungen hervorgerufene piezoelektrische Polarisation mit der spontanen Polarisation überlagern kann. Das elektrische Verhalten von sowohl Heterostrukturen als auch GaN-Membranen für die Sensorik kann durch gezielte Gitterverspannungen und der dadurch induzierten piezoelektrischen Polarisation beeinflußt werden. Deshalb wird sich Kapitel 2 detailiert mit den Polarisationseffekten von Gruppe-(III)-Nitriden auseinandersetzen, bevor Anwendungen in Elektronik und Sensorik betrachtet werden.
GaN-basierende Heterostruktur-Feldeffekttransistoren (HFETs) für Leistungsanwendungen im Hochfrequenzbereich basieren ausschließlich auf einem n-Typ Kanal, der durch ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) mit einer Ladungsträgerdichte von etwa $1 * 10^{13}$ cm^{-2} an der Heterogrenzfläche gebildet wird. P-Typ Transistoren mit entsprechender Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit konnten jedoch noch nicht demonstriert werden. Eine p-Leitfähigkeit für GaN-basierende Bauelemente wird, wie in der Optoelektronik zur Herstellung von pn-Übergängen für die LED-Produktion üblich, durch eine Magnesiumdotierung des GaN-Materials erreicht. Eine hohe Akzeptor-Aktivierungsenergie von 170 meV, ein defektdominierter Ladungsträgertransport mit einer Löcherbeweglichkeit von lediglich 6-12 cm^2/Vs und eine sehr niedrige Ladungsträgeraktivierung von maximal $2 * 10^{17}$ cm^{-2} kennzeichnen das magnesiumdotierte GaN. Das siliziumdotierte n-typ GaN hingegen zeichnet sich durch eine Elektronenbeweglichkeit von etwa 600 cm^2/Vs

aus, so daß ein Ladungsträgerbeweglichkeitsunterschied zum p-Typ GaN von etwa zwei Größenordnungen existiert. Jedoch ist die Löchermasse gegenüber der Masse der Elektronen lediglich 4 mal größer, so daß hohe Löcherbeweglichkeiten von zweidimensionalen Löchergasen (2DHG) mit voller Aktivierung in Heterostrukturen erwartet werden können. Geeignete Bauelemente-Kandidaten für polarisationsinduzierte Löchergase sind AlGaN/GaN-, InGaN/GaN- oder InAlN/GaN-Heterostrukturen. Das Heterostrukturdesign für p-typ Bauelemente soll in dieser Arbeit mittels SILVACO-Simulationen entwickelt werden. Eine technologische Realisierung und anschließende Charakterisierung wird zeigen, inwieweit durch diese Heterostrukturen p-leitendes Verhalten mit hoher Beweglichkeit generiert werden kann.
Interessante Polarisationseffekte können auch in mechanischen Sensorstrukturen beobachtet werden, doch nur wenige Arbeiten beschäftigen sich mit Balkenstrukturen als Kraftsensoren, was darauf zurückzuführen sein wird, daß die verwendeten Fremdsubstrate Saphir oder SiC nur sehr schwer prozessierbar sind, so daß eine Freilegung von GaN-Balkenstrukturen und Membranen technologisch nur bei Silizium-Substraten möglich ist. Das in dieser Arbeit verwendete (111)-Si ist jedoch mit KOH naßchemisch nicht ätzbar, so daß trockenchemische ICP- oder RIE-Plasmaätzverfahren eingesetzt werden müssen. GaN-Sensoren sind für spezielle Einsatzgebiete bei hohen Temperaturen oder aggressiven Umgebungen hervorragend geeignet und sollten durch ihre polaren Eigenschaften auch eine besonders hohe Empfindlichkeit erwarten lassen. Verschiedene Mechanismen scheinen zu einer Piezo-Ladungsträgerveränderung zu führen, die man elektrisch messen kann. Auf Besonderheiten des Galliumnitrid-Materials, insbesondere auf, durch mechanischen Stress von Außen oder im Kristall selbst hervorgerufene, induzierte Polarisationsdotierungen und Gradientendotieren soll näher eingegangen werden.

2 Materialeigenschaften der Gruppe(III)-Nitride

2.1 Kristall- und Bandstrukturen

Galliumnitrid kristallisiert sowohl in der thermodynamisch stabilen hexagonalen und polaren Wurzitstruktur (α-GaN) als auch in der metastabilen, kubischen Modifikation, wobei durch die besseren Materialqualitäten des Wurzit-GaN´s, bedingt dadurch, daß das hexagonale GaN als einzige Modifikation phasenrein mit niedriger Defektdichte gewachsen werden kann, die hexagonale Modifikation eine dominierende Rolle spielt, so daß das bipolare Wurzit-Material eine besondere Herausforderung für das Design von unipolaren Bauelementen darstellt. Besonders für optoelektro-

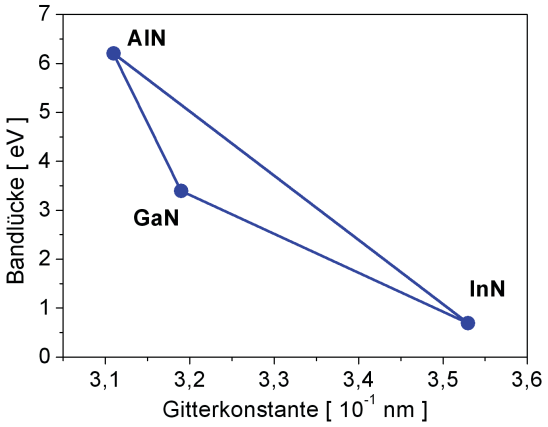


Abbildung 2.1: Linearisierte Bandlücke von $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}N$-Materialsystemen als Funktion der Gitterkonstanten

nische Anwendungen, insbesondere Laser, erscheint das nichtpolare kubische GaN interessant, aber da die polaren Eigenschaften des Materials eine Schlüsselrolle für

die Funktionsweise von GaN-Leistungstransistoren im Hochfrequenzbereich einnehmen, wird im weiteren ausschließlich hexagonales Material betrachtet.

Nitridische Verbindungshalbleiter $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}N$ werden aus den Metallen Aluminium, Gallium und Indium der dritten Hauptgruppe sowie dem Stickstoff der fünften Hauptgruppe das Periodensystems gebildet. Aus der Zusammensetzung der Verbindungshalbleiter resultiert die Bandlücke des Materials (siehe Abbildung 2.1), die über einen beträchtlichen Bandlückenbereich von 0,69 eV bis hin zu 6,2 eV bzw. einen Emissionswellenlängenbereich für optische Anwendungen von 656 nm bis 200 nm führt.

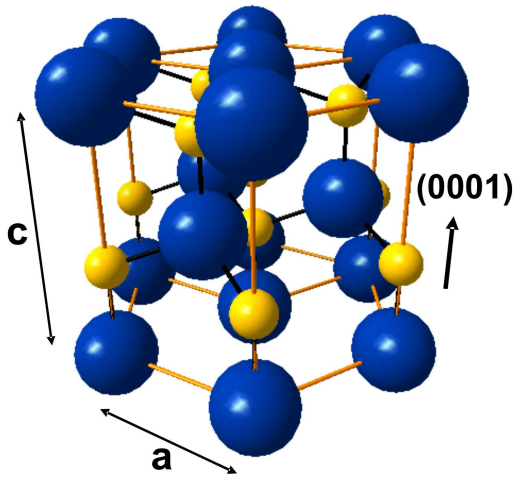
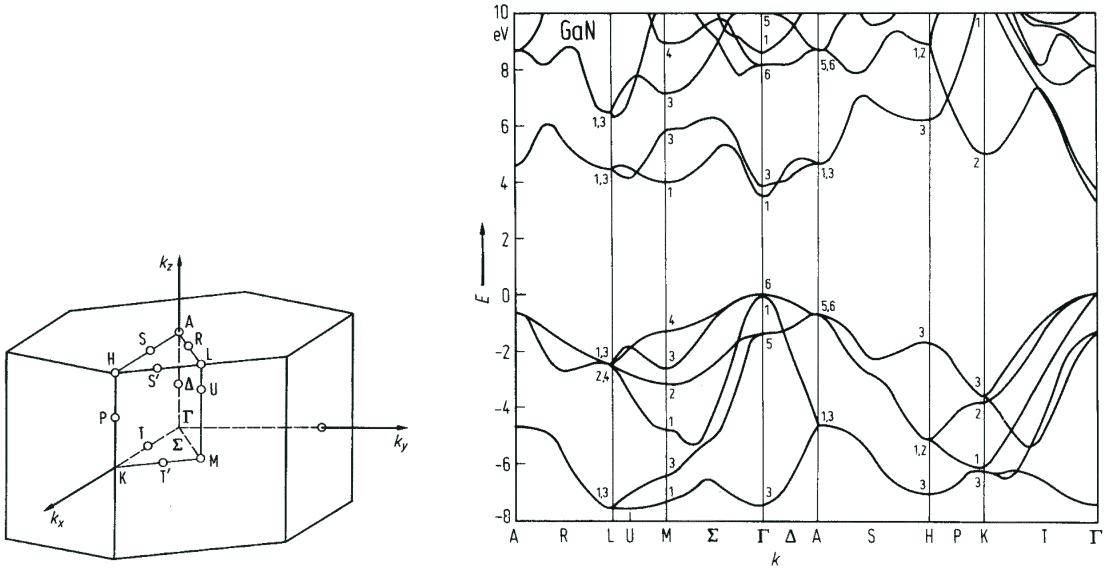


Abbildung 2.2: Hexagonale Wurzitstruktur des GaN´s mit großen Galliumatomen (Atomradius 122 pm) und kleinen Stickstoffatomen (Atomradius 71 pm)

Der Aufbau der Wurzitstruktur kann durch zwei hexagonale Gitter mit jeweils einer Atomsorte, die um 5/8 der c-Gitterkonstanten gegeneinander verschoben sind, beschrieben werden. Die Einheitszelle des Wurzitgitters mit ihren zwei Gitterkonstanten a und c ist in Abbildung 2.2 veranschaulicht. Eine GaN-Elementarzelle beinhaltet sowohl zwei Stickstoff- als auch zwei Galliumatome. Die GaN-Kristalle schließen an der Oberfläche mit einer Ebene aus Stickstoffatomen oder einer Ebene aus Ga-Atomen ab [28]. Der große Elektronegativitätsunterschied zwischen den Gruppe-(III)- und Stickstoffatomen bewirkt eine Verschiebung der Ladungsträgerschwerpunkte zum Stickstoffatom. Der daraus resultierende ionische Charakter resultiert in einer hohen Bandlücke des Materials [29]. Die Bindungstetraeder des Kristalls sind gleichförmig ausgerichtet und die c-Achse mit ihrer [0001]-Richtung

bildet bei in der MOCVD gewachsenem Material die Wachstumsrichtung für Ga-face Galliumnitrid. Eine Umkehrung der Polarität in N-Face Material kann in einer MBE-Anlage durchgeführt [27] werden, wurde jedoch auch schon durch MOCVD-Wachstum demonstriert [214].



(a) Erste Brillouinzone der GaN-Wurzitstruktur [26]

(b) Bandverlauf des hexagonalen GaN´s [26]

Abbildung 2.3: Bandstruktur der hexagonalen Wurzitstruktur des GaN´s

Galliumnitrid und seine Verbindungshalbleiter sind in ihrer hexagonalen Form direkte, piezoelektrische Halbleiter, bei denen das Leitungsbandminimum und das Valenzbandmaximum am Γ-Punkt liegen (siehe erste Brillouinzone in Abbildung 2.3a und Bandverlauf in Abbildung 2.3b). Durch eine Abweichung des c/a-Gitterkonstantenverhältnisses von 1,625 [28] des GaN-Wurzitgitters gegenüber einer idealen Wurzitstruktur mit einem c/a-Verhältnis von 1,633 entstehen Atom- und Ladungsträgerschwerpunktsverschiebungen, die eine spontane Polarisation im unverspannten GaN-Kristall bewirken, welches ein internes elektrisches Feld im Halbleiter induziert. Die Größe der spontanen Polarisation hängt dabei von der Zusammensetzung des Gruppe-(III)-Nitrides ab und erhöht sich dabei von InN über GaN zu AlN.

$$E_{g,Al(In)GaN}(x) = (1-x)E_{g,GaN} + xE_{g,Al(In)N} + x(1-x)C_{bowing,Al(In)GaN} \quad (2.1)$$

Bandabstände der ternären Halbleiter $In_xGa_{1-x}N$ und $Al_xGa_{1-x}N$ werden aus der Zusammensetzung bzw. über das Vegardsche Gesetz ermittelt. Mit Gleichung 2.1 ist der Bandabstand $E_{g,Al(In)GaN}$ des AlGaN´s bzw. InGaN´s über die Zusammensetzung x ermittelbar [30]. Dabei gilt für den Bowing-Parameter $C_{bowing,Al(In)GaN}$ an stark verspannten ternären Schichten: $C_{bowing,AlGaN} = 0,25eV$ mit $(0 < x_{Al} < 0,25)$ und $C_{bowing,InGaN} = 3,2eV$ mit $(0 < x_{In} < 0,20)$ [31].

2.2 Spontane Polarisation in Gruppe-(III)-Nitriden

Die Einheitszelle des hexagonalen Wurzitgitters der Gruppe-(III)-Nitride (GaN, InN, AlN und deren Verbindungshalbleiter), insbesondere des GaN´s, besteht aus einem Prisma mit einer gleichseitigen Hexagon-Grundfläche, die in der a-Ebene liegt. Drei Koordinaten der Vierernotation des GaN´s beschreiben diese Ebene, die vierte Koordinate steht für die c-Achse, die senkrecht auf der a-Ebene steht. Die Wurzitstruktur ist durch zwei hexagonale Gitter mit jeweils einer Atomsorte (Ga- oder N-Atome), die um 5/8 der c-Gitterkonstanten gegeneinander verschoben sind, charakterisiert (siehe auch Abbildung 2.2).

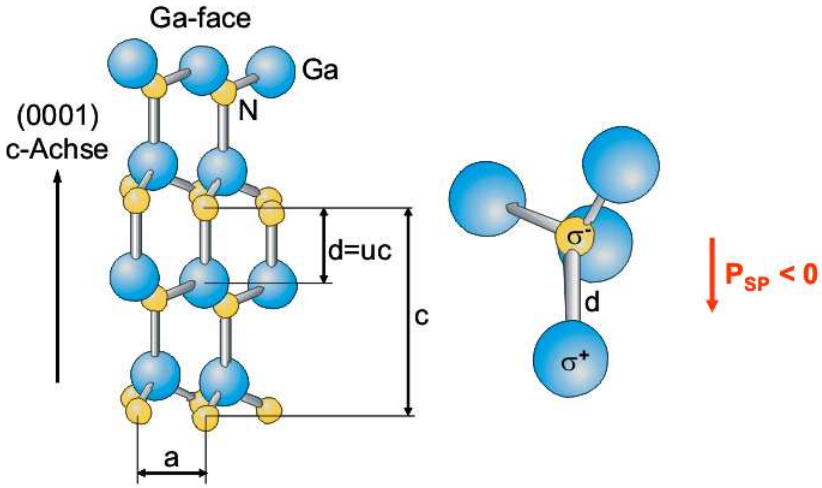


Abbildung 2.4: Hexagonale Wurzitstruktur des Ga-face GaN´s mit Gitterparametern. Die Ladungsträgerschwerpunktsverschiebung resultiert in einer spontanen Polarisation entgegengesetzt der c-Achse.

Kristallparameter, wie die Hexagonkantenlänge a, die Prismahöhe c und die Bindungslänge u zwischen dem Ga- und N-Atom, bezogen auf c, beschreiben den Kri-

Eigenschaften	ideales Wurzit	GaN	AlN	InN
a [$\AA$]	-	3,189	3,122	3,548
c [$\AA$]	-	5,185	4,982	5,760
c/a	$\sqrt{8/3} = 1,633$	1,626	1,601	1,623
u	$3/8 = 0,375$	0,376	0,380	0,377

Tabelle 2.1: Vergleich der Gitterparameter der hexagonalen Gruppe-(III)-Nitride im Vergleich zur idealen Wurzitstruktur [43].

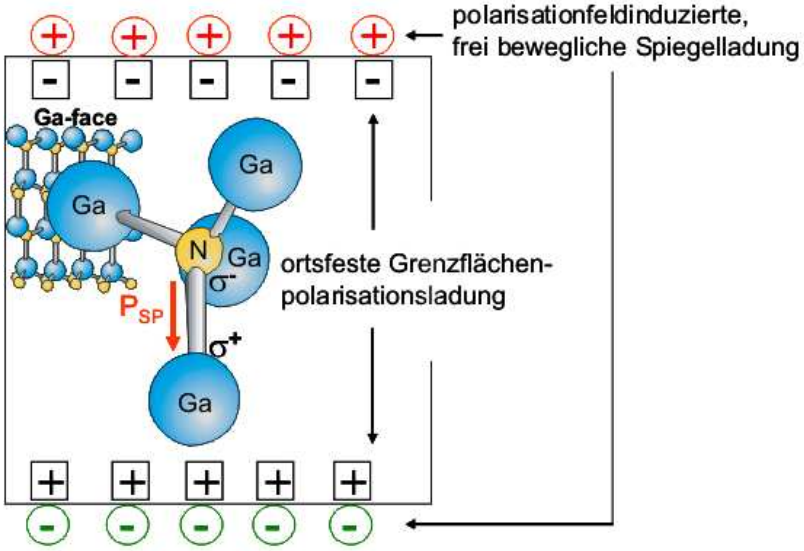


Abbildung 2.5: Spontane Polarisation im unverspannten GaN-Kristall durch makroskopische Betrachtung. Die gleichgerichteten Dipole überlagern sich im Kristall konstruktiv, so daß ortsfeste Polarisationsladungen an den Oberflächen des Kristalls ein internes Polarisationsfeld induzieren, welches durch bewegliche Spiegelladungen an der Oberfläche des GaN´s kompensiert wird.

stall (siehe Abbildung 2.4), wobei für einen idealen Wurzitkristall, in dem alle Bindungslängen und -winkel gleich sind, $u = \frac{3}{8}$ und $c = \sqrt{\frac{8}{3}} \cdot a$ gilt und die spontane Polarisation $P_{sp} = 0$ ist.

Jedes Galliumatom wird von vier Stickstoffatomen in einer tetraedischen Struk-

tur umgeben. Dabei bilden drei Stickstoffatome die Tetraedergrundfläche in der a-Ebene und das vierte befindet sich auf der c-Achse in [0001]-Richtung überhalb des Galliumatoms. Zwischen dem Stickstoff und dem Galliumatom bildet sich wegen des großen Elektronegativitätsunterschiedes (Ga: 1,81; N: 3,04) eine Ionenbindung aus, deren Ladungsschwerpunkte sich in der a-Ebene des Tetraeders kompensieren, jedoch durch die hexagonale Anordnung des realen GaN-Gitters, die zu einer höheren Bindungslänge, verursacht durch das Bestreben des Kristallgitters, die energetisch günstigste Position einzunehmen, zwischen Ga- und N-Atom entlang der c-Achse führt (siehe Tabelle 2.1), eine Ladungsschwerpunktsverschiebung der negativen Ladungen in Richtung des oberen Stickstoffatoms auf der c-Achse stattfindet. Aus dem Symmetrieverlust resultiert ein Dipolmoment, das entlang der c-Achse wirkt. Durch konstruktive Überlagerung der einzelnen Dipolmomente im völlig unverspanntem Kristall entsteht eine makroskopische Polarisation, die spontane Polarisation P_{sp} genannt wird (siehe Abbildung 2.5) und die ausschließlich im Wurzit-GaN und nicht in der Zinkblende-Kristallstruktur des GaN´s auftritt. Das aus der spontanen Polarisation resultierende, makroskopisch wirkende elektrische Feld entlang der c-Achse des Galliumnitrids wird durch frei bewegliche Ladungen, die an der Ober- und Unterseite des Kristalls induziert werden, kompensiert, so daß die makroskopische Feld- und Ladungsträgerneutralität eines Kristalls garantiert ist. Der Ursprung der induzierten, freien Grenzflächenkompensationsladungen kann in den ionisierten Molekülen, wie z.B. Wassermoleküle, die sich an der GaN-Oberfläche anlagern [42], oder aber im leitfähigen GaN-Material selbst liegen.

2.3 Piezoelektrische Polarisation in Gruppe-(III)-Nitriden

Wird auf einem Wurzitkristall mit polaren Bindungen eine Zug- oder Druckkraft ausgeübt, so verändern sich Bindungslängen und -winkel des GaN-Kristall-Gitters. Die Konsequenz ist ein weiterer Polarisationsanteil, der „Piezoelektrische Polarisation“ P_{PE} genannt wird und der spontanen Polarisation entgegenwirkt oder gleichgerichtet ist. Auswirkungen kompressiver bzw. tensiler Verspannungen im Gitter durch äußere Kraftausübung sollen nun näher betrachtet werden.

2.3.1 Kompressive Gitterverspannung

Eine biaxial kompressive Verspannung eines hexagonalen GaN-Kristalls senkrecht zur c-Achse führt zu einer Stauchung der Gitterkonstanten a, d.h. die Atome in der

Basalebene des Hexagons werden zusammengedrückt.

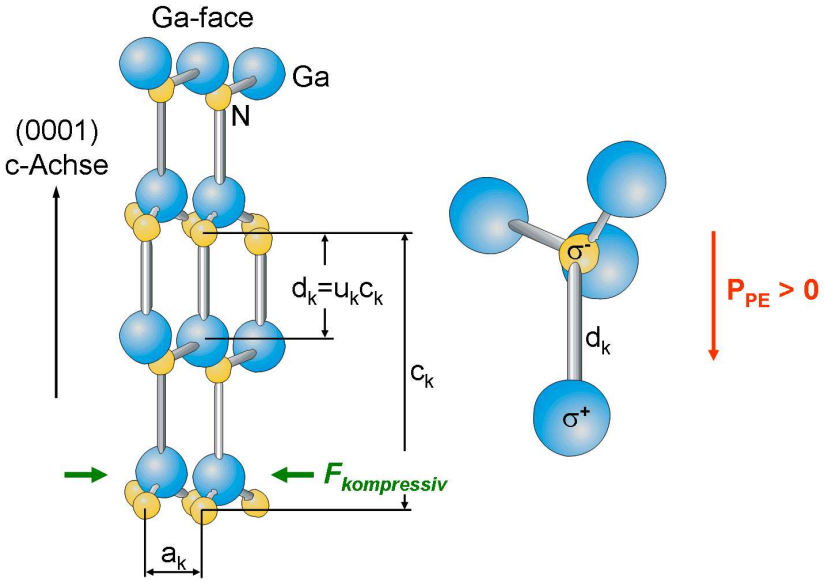


Abbildung 2.6: Wurzit-GaN unter biaxial kompressiver Verspannung. Die Gitterkonstante a wird gestaucht, die Bindungslänge c wird gestreckt. Daraus resultiert eine größere Gesamtpolarisation.

Darüberhinaus vergrößert sich die Prismenhöhe c, so daß die Bindungslängen in c-Richtung als auch das c/a-Verhältnis vergrößert werden (vergleiche mit Abbildung 2.6). Daraus resultiert ein größerer Dipolmoment zwischen dem Stickstoff- und Galliumatom entlang der c-Achse und eine Reduzierung der Dipolmomente durch die in der Basalebene liegenden Atome in entgegengesetzter c-Achsen-Richtung. Dadurch steigt der Betrag der Gesamtpolarisation, die um die piezoelektrische Polarisation P_{PE} zunimmt, da sowohl die spontane Polarisation P_{SP} als auch die piezoelektrische Polarisation P_{PE} dieselbe Orientierung entgegengesetzt zur (0001)-Richtung aufweisen. Die totale Polarisation ist dabei die Summe der spontanen Polarisation des relaxierten Wurzit-Galliumnitrids und der durch die Verspannung induzierten piezoelektrischen Polarisation.

2.3.2 Tensile Gitterverspannung

Biaxial tensile Verspannungen eines Wurzit-GaN-Kristalls führen zu einer Streckung der Gitterkonstanten a, d.h. die Bindungen der Basalebenenatome werden gedehnt.

Die Bindungslänge c und das c/a-Verhältnis werden reduziert (siehe Abbildung 2.7). Durch eine ausreichend hohe tensile Verspannung kann die Bindungslänge in c-Achsenrichtung kürzer als die drei anderen Bindungen des Tetraeders sein, so daß die Gesamtpolarisation ihre Richtung ändert und in die (0001)-Richtung wirkt, d.h. die piezoelektrische Polarisation wirkt der spontanen Polarisation bei tensiler Verspannung entgegen.

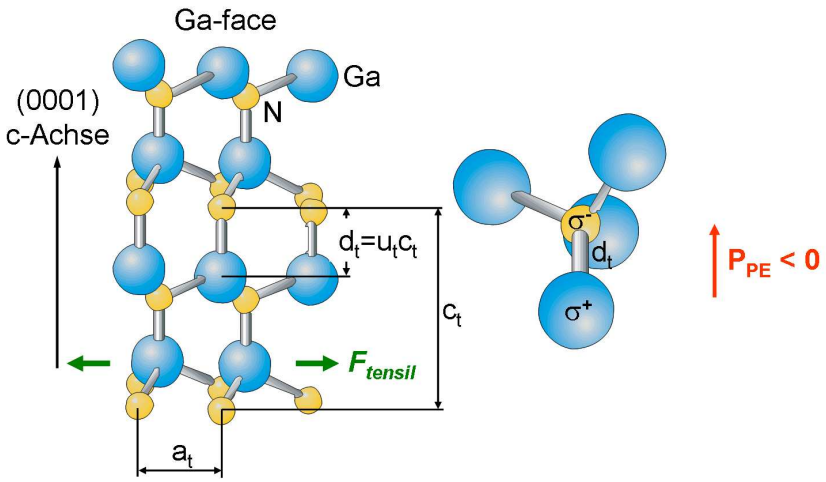


Abbildung 2.7: Hexagonales Ga-face GaN unter biaxial tensiler Verspannung. Die Gitterkonstante a als auch die Bindungslänge c werden gestreckt. Daraus resultiert eine größere Gesamtpolarisation.

2.3.3 Totale Polarisation einer verspannten Wurzitstruktur

Die Gesamtpolarisation P_{tot} der Gruppe-(III)-Nitride ist die Summe der spontanen Polarisation P_{SP} mit der piezoelektrischen Polarisation P_{PE} (Gl. 2.2)

$$P_{tot} = P_{SP} + P_{PE} \quad . \tag{2.2}$$

Dabei nimmt der Einfluß der verspannungsinduzierten piezoelektrischen Polarisation auf die totale Polarisation mit dem Grad der Verspannung zu.

Für kleine Verspannungen ohne Gitterversetzungen des hexagonalen Materials mit einer maximal kritischen Schichtdicke auf dem Fremdsubstrat ist die verspannungsinduzierte piezoelektrische Polarisation durch ein lineares System [45] richtungsabhängiger piezoelektrischer Konstanten e_{ij} und Verzerrungen ϵ_j beschrieben

(Gl. 2.3)

$$P_{PE,i} = \sum_{j=1}^{6} e_{ij} \cdot \epsilon_j \qquad , i = 1..3 \qquad . \tag{2.3}$$

Der piezoelektrische Tensor e_{ij} (Gl. 2.4) und der Verzerrungsvektor ϵ_j (Gl. 2.5) können wie folgt geschrieben werden:

$$e_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

$$\epsilon_j = \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} \qquad , \tag{2.5}$$

wobei für die piezoelektrischen Konstanten e_{ij} die in Tabelle 2.2 angegebenen Werte gelten.

	GaN	InN	AlN
e_{31} $[C \cdot m^{-2}]$	-0,34	-0,41	-0,53
e_{33} $[C \cdot m^{-2}]$	0,67	0,81	1,50
e_{15} $[C \cdot m^{-2}]$	-0,30	-0,22	-0,48
P_{SP} $[C \cdot m^{-2}]$	-0,029	-0,032	-0,081

Tabelle 2.2: Piezoelektrische Konstanten e_{ij} [44], [45], [48] und Wert für spontane Polarisation [43], [45], [45], [46] vom hexagonalen GaN, InN und AlN.

Daraus resultiert eine piezoelektrische Polarisation von

$$P_{PE} = \begin{pmatrix} e_{15}\epsilon_5 \\ e_{15}\epsilon_4 \\ e_{31}\epsilon_1 + e_{31}\epsilon_2 + e_{33}\epsilon_3 \end{pmatrix} \qquad . \tag{2.6}$$

Mit einer durch die MOCVD-Epitaxie gegebenen Wachstumsrichtung des Wurzitkristalls in (0001)-Richtung ist die z-Komponente $P_{PE,z}$ die resultierende piezoelektrische Polarisation:

$$P_{PE} = P_{PE,z} = e_{31} \cdot (\epsilon_1 + \epsilon_2) + e_{33}\epsilon_3 \qquad . \tag{2.7}$$

Dabei definiert die Gleichung 2.7 die piezoelektrische Polarisation als Funktion von Gitterkonstantenvariationen. Durch die relative Änderung der Gitterkonstanten c_0 auf c durch kompressive oder tensile Verspannung errechnet sich die Verzerrung ϵ_3 in z-Achsenrichtung zu

$$\epsilon_3 = \frac{c - c_0}{c_0} \quad . \tag{2.8}$$

Die biaxiale Verzerrung ϵ_1 und ϵ_2 in der Basalebene senkrecht zur (0001)-Achse unter der Annahme einer isotropen Verspannung ergibt sich durch die relative Änderung der Gitterkonstanten a_0 auf a zu:

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \frac{a - a_0}{a_0} \quad . \tag{2.9}$$

Die makroskopische Polarisation P eines GaN-Volumenkristalles ist mit dem durch die Polarisation induzierten elektrischen Feld E durch Gleichung 2.10 verbunden:

$$P = \varepsilon_0(1 - \varepsilon_r)E \quad bzw. \quad E = \frac{D - P}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad , \tag{2.10}$$

wobei die dielektrische Verschiebung D durch die Verteilung der freien Ladungsträger n und p im Halbleiter mit Gl. 2.11 charakterisiert ist:

$$\nabla D = q(p - n) \quad . \tag{2.11}$$

Ohne explizite Betrachtung der Gleichungen 2.10 und 2.11 können biaxiale Verspannungen in isolierenden Volumenkristallen betrachtet werden.

Über die elastischen Konstanten C_{ij} wird die Abhängigkeit der mechanischen Verspannung σ, die zu einer Kristalldeformation führt, zur Verzerrung bzw. Dehnung ε definiert (siehe Gl. 2.15).

Mit der auf die Fläche A wirkende Kraft F gilt für die mechanische Verspannung

$$\sigma = \frac{F}{A} \tag{2.12}$$

und für die Dehnung

$$\varepsilon = \frac{\triangle l}{l} \quad , \tag{2.13}$$

wobei $\triangle l$ die unter Krafteinwirkung entstehende Längenänderung und l die ursprüngliche Länge ist. Im isotropen Medium und für kleine Dehnungen ohne plastische Verformung ist nun die mechanische Spannung der Dehnung über den Vorfaktor des Elastizitätsmoduls E_{modul} linear proportional:

$$\sigma = E_{modul}\varepsilon \quad . \tag{2.14}$$

Für Gruppe-(III)-Nitride mit anisotropem Verhalten werden die skalaren mechanischen Größen σ und ε durch Vektoren mit drei Schub- sowie drei Scherspannungen und das E-Modul durch den elastischen Tensor $\overleftrightarrow{C}$ ersetzt. Aus Gleichung 2.14 resultiert

$$\vec{\sigma} = \overleftrightarrow{C}\,\vec{\varepsilon} \qquad , \tag{2.15}$$

wobei für den elastischen Tensor $\overleftrightarrow{C}$ unter Annahme der elastischen Konstanten C_{ij} in Tabelle 2.3 folgendes gilt:

	GaN	InN	AlN
C_{11} [GPa]	370	223	410
C_{12} [GPa]	145	115	140
C_{13} [GPa]	110	92	100
C_{33} [GPa]	390	224	390
C_{44} [GPa]	90	48	120

Tabelle 2.3: Elastische Konstanten C_{ij} vom hexagonalen GaN, InN und AlN [44], [47], [48].

$$\overleftrightarrow{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) \end{pmatrix} \qquad . \tag{2.16}$$

Aus einer kompressiv biaxialen Verspannung der Gitterkonstanten a resultiert eine Dehnung der Gitterkonstanten c und umgekehrt, so das eine Abhängigkeit der Verzerrungen voneinander mit Hilfe der elastischen Konstanten und Gleichung 2.9 ausgedrückt werden kann. Die Abhängigkeit der z-Achsen-Verzerrung zur biaxialen Verzerrung wird mit den elastischen Konstanten C_{13} und C_{33} wie folgt beschrieben:

$$\epsilon_3 = -2\frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \epsilon_1 \qquad . \tag{2.17}$$

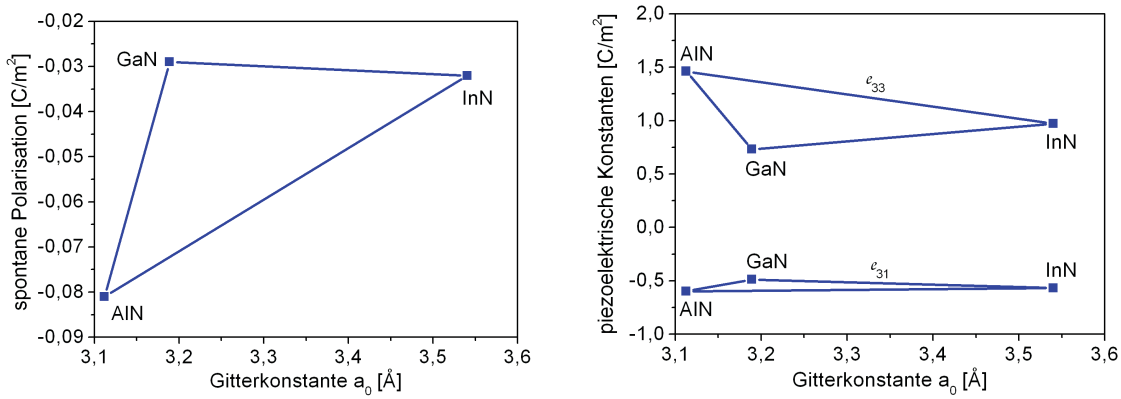
Zusammenfassend kann die piezoelektrische Polarisation aus der realtiven Gitterkonstantenänderung von a_0, den piezoelektrischen Konstanten e_{ij} und den elasti-

schen Konstanten C_{ij} berechnet werden. Nach Gleichung 2.7 ergibt sich die piezoelektrische Polarisation zu

$$P_{PE} = 2\frac{a - a_0}{a_0}\left(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}}\right) \quad . \tag{2.18}$$

Die Polarisation ist also proportional zur Verspannung des Materials. Der in Gleichung 2.18 in Klammer stehende Ausdruck ist für Gruppe-(III)-Nitride immer negativ (siehe Tabelle 2.2 und 2.3), so daß die Orientierung der piezoelektrischen Polarisation entlang der c-Achse ausschließlich durch die relative Änderung der Gitterkonstanten a_0 bestimmt wird. Demzufolge führt eine kompressive biaxiale Verspannung mit $a < a_0$ zu einer negativen piezoelektrischen Polarisation, die der spontanen Polarisation gleichgerichtet ist. Eine tensile Verspannung mit $a > a_0$ hingegen bewirkt eine positive piezoelektrische Polarisation, die der spontanen Polarisation entgegenwirkt, so daß bei ausreichend großer Verspannung die Orientierung der totalen Polarisation wechselt.

Die totale Polarisation ternärer Verbindungshalbleiter, wie AlGaN, InGaN und InAlN, wird durch eine lineare Näherung der spontanen Polarisation und der piezoelektrischen Konstanten zwischen den binären Materialien GaN, AlN und InN berechnet (siehe Abbildung 2.8). Mathematische Beziehungen für die spontane Po-



(a) Spontane Polarisation

(b) Piezoelektrische Konstanten e_{31} und e_{33}

Abbildung 2.8: Lineare Näherung der spontanen Polarisation und der piezoelektrischen Konstanten von binären und ternären Verbindungshalbleitern $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ [43], [45].

larisation als auch die piezoelektrischen und elastischen Konstanten für AlGaN, InGaN und InAlN sind unter Berücksichtigung des Vergardschen Gesetzes in Tabelle

2.4 zu finden. Gruppe-(III)-Nitride, insbesondere AlN, zeichnen sich in tetraedisch koordinierten Halbleitern durch die höchste spontane Polarisation als auch höchsten piezoelektrischen Konstanten aus, die nur wenig niedriger als die von Ferroelektrikas sind [52], [51].

	$Al_xGa_{1-x}N$	$In_xGa_{1-x}N$	$In_xAl_{1-x}N$
spontane Pol. P_{SP} $[C/m^2]$	-0,029(1-x)-0,081x	-0,029(1-x)-0,032x	-0,081(1-x)-0,032x
piezoel. Konst. e_{31} $[C/m^2]$	-0,34(1-x)-0,53x	-0,20(1-x)-0,23x	-0,53(1-x)-0,41x
piezoel. Konst. e_{33} $[C/m^2]$	0,67(1-x)+1,5x	0,29(1-x)+0,39x	1,5(1-x)+0,81x
elast. Konst. C_{13} [GPa]	110(1-x)+100x	114(1-x)+94x	100(1-x)+92x
elast. Konst. C_{33} [GPa]	405(1-x)+373x	381(1-x)+200x	390(1-x)+224x

Tabelle 2.4: Lineare Interpolation der spontanen Polarisation, der piezoelektrischen und elastischen Konstanten vom ternären, hexagonalen $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xGa_{1-x}N$ und $In_xAl_{1-x}N$ mit dem Materialanteil x von 0 bis 1 [43], [36], [49], [50].

Darüberhinaus sind die Gitterparameter des GaN-Halbleiterkristalls temperaturabhängig, so daß die spontane Polarisation durch die Temperatur verändert werden kann. Insbesondere können Heterostrukturen, die in den nächsten Kapiteln näher betrachtet werden, durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten ihrer Schichten ihre piezoelektrische Polarisation durch Temperaturunterschiede verändern und an der Grenzfläche die entstandenen Ladungsträgerdichten variieren. Jedoch verändert sich die spontane Polarisation bei einer Temperaturdifferenz von 100K um lediglich 1%, da die temperaturabhängigen pyroelektrischen Konstanten von ca. $1\mu C/m^2K$ sehr klein sind [53], [54]. Dies bedeutet, daß Gruppe-(III)-Nitride eine hohe spontane Polarisation besitzen, jedoch ihre pyroelektrischen Temperaturkoeffizienten sehr klein sind, so daß eine hohe Stabilität der polarisationsinduzierten Eigenschaften auch bei hohen Temperaturen zu erwarten ist. Bedeutung findet dies insbesondere in Anwendungen für Hochtemperatursensorik oder Hochfrequenzleistungsbauelemente, die sich während des Betriebs stark erhitzen können [1].

2.4 Polarität des GaN-Kristalls und seine Polarisationsorientierung

Die Orientierung der spontanen Polarisation entlang der c-Achse des GaN-Kristalls unterscheidet sich in Ga-face und N-face GaN Material (siehe Abbildung 2.9). Die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen, die mittels MOCVD an der Universität Magdeburg gewachsen wurden, besitzen ausschließlich eine Ga-face Orientierung [55], [56]. Bei der GaN-Epitaxie auf einem Saphirsubstrat wächst der Ga-face Kri-

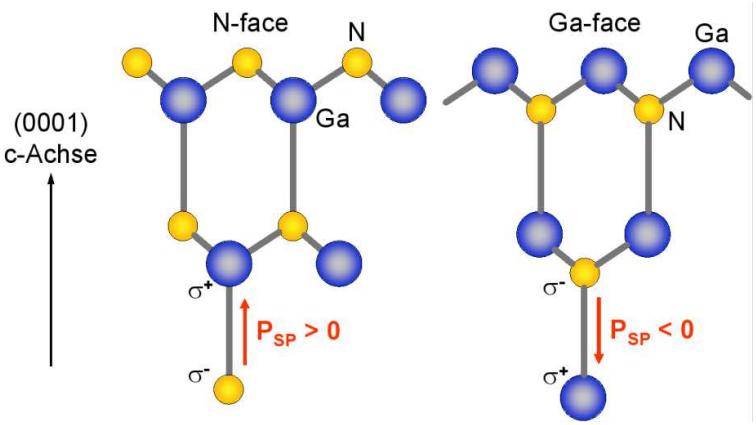


Abbildung 2.9: Orientierung der spontanen Polarisation für N-face als auch Ga-face GaN. In einer MOCVD gewachsenes GaN besitzt fast ausschließlich eine Ga-face Polarität [55], [56]. Bei der GaN-Epitaxie auf einem Saphirsubstrat wächst der Ga-face Kristall auf einer geschlossenen AlN-Schicht, wobei diese mit dem Al_2O_3-Substrat eine N-Al Bindung eingeht. N-face GaN hingegen bildet bei der Epitaxie in einer MBE [57] Ga-O Bindungen mit dem Sauerstoff-terminierten Saphir-Substrat.

stall auf einer geschlossenen AlN-Nukleationsschicht, wobei diese mit dem Al_2O_3-Substrat eine N-Al Bindung eingeht [1]. N-face GaN hingegen wurde zwar durch MOCVD-Wachstum demonstriert [214], wird aber zumeist in einer MBE epitaktisch realisiert [57] und bildet Ga-O Bindungen an der Grenzfläche mit dem Sauerstoff-terminierten Saphir-Substrat aus. Durch die Einstellung der atomaren Schichtfolge und damit der Polarisationsorientierung über die Epitaxie ist es möglich, die durch die Polarisation induzierten freien Ladungsträgersorten an den Grenzflächen von Heterostrukturen auszuwählen, d.h. es kann epitaktisch entschieden werden, ob ei-

ne n-Kanal- oder p-Kanal-Heterostruktur gewachsen werden soll. Ga-face Polarität des GaN´s ist dann erreicht, wenn die obere Atomlage einer (0001)-Bi-Lage des Kristalls aus Galliumatomen besteht, N-face hingegen, wenn diese Bi-Lage aus Stickstoffatomen zusammengesetzt ist, wobei die Oberflächenterminierung des Kristalls, d.h. ob die Oberfläche mit Ga- oder N-Atomen abschließt, nicht die Orientierung der Polarisation beschreibt, da diese eine Volumeneigenschaft des Kristalls ist [1]. Durch Änderung der Polarität eines GaN-Kristalls werden die Atome der polaren Ga-N-Bindungen entlang der c-Achse miteinander vertauscht, so daß sowohl die spontane als auch die piezoelektrische Polarisation einen Vorzeichenwechsel erfahren. Große Bedeutung findet die Polarisationsorientierung in der Realisierung von GaN-basierenden Heterostrukturen, in denen Bandkantenverläufe und Ladungsträgerdichten durch die Zusammensetzung von ternären Mischkristallen eingestellt werden kann (siehe folgendes Kapitel). Zur weiteren Betrachtung der Polarisationseffekte in Heterostrukturen als auch in der praktischen Anwendung werden in dieser Arbeit ausschließlich MOCVD-gewachsene Ga-face Strukturen verwendet.

2.5 Piezoinduzierte Grenzflächenladungen an GaN-basierenden Heterostrukturen

Im Volumenkristall der Gruppe-(III)-Nitride summieren sich die einzelnen Beiträge der Dipolmomente sowohl zu einer makroskopischen spontanen Polarisation als auch im Verspannungsfall des Kristalls zu einer makroskopischen piezoelektrischen Polarisation, die zusammen ortsfeste Oberflächenladungen und ein internes elektrisches Polarisationsfeld induzieren, welches durch frei bewegliche, induzierte Spiegelladungen und Oberflächenadsorbate kompensiert wird. Bei den InGaN/GaN-, AlGaN/GaN- und InAlN/GaN-Heterostrukturen wird für die Betrachtung der Polarisationseffekte an Heterostrukturen davon ausgegangen, daß eine dünne, ternäre Schicht auf eine dicke, unverspannte GaN-Schicht aufgewachsen wird und dabei lediglich die obere ternäre Schicht verspannt. Dabei erfährt eine InGaN-Schicht eine kompressive Verspannung, eine AlGaN-Schicht eine tensile Verspannung und im Fall von InAlN kann die ternäre Schicht bei einem Indiumgehalt von 17% gegenüber dem Aluminiumgehalt völlig gitterangepaßt auf GaN gewachsen werden (siehe Abbildung 2.10).

Aus der Verspannung der dünnen Deckschicht resultiert eine piezoelektrische Polarisation, die für die InGaN-Schicht positiv und für die AlGaN-Schicht negativ ist und sich mit der negativen spontanen Polarisation der ternären Schicht überlagert.

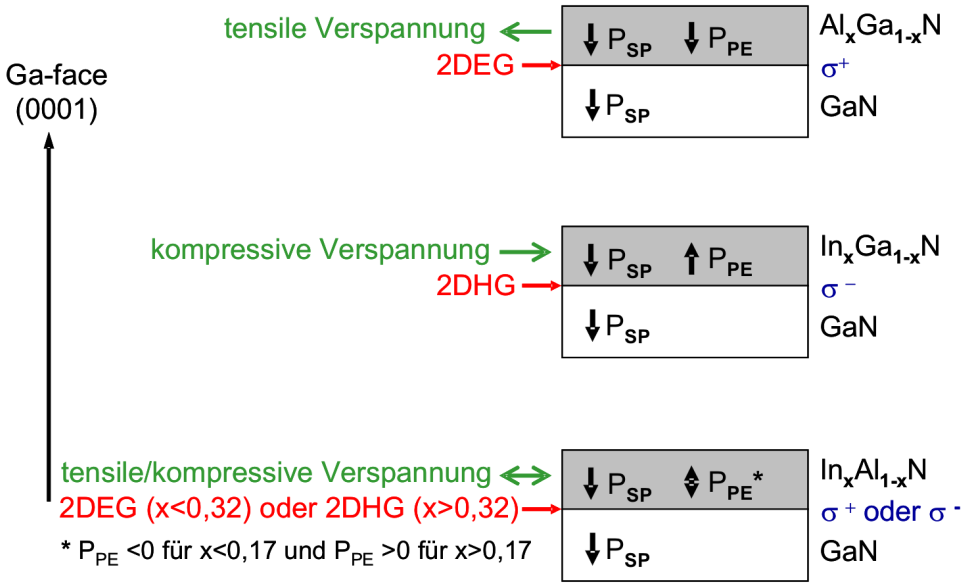


Abbildung 2.10: Pseudomorphe Heteroübergänge einer Ga-face AlGaN/GaN-, InGaN/GaN- und InAlN/GaN-Struktur mit einer verspannten, dünnen, ternären Deckschicht und einer unverspannten, dicken GaN-Schicht. Der Polarisationssprung an der Grenzfläche des Heteroüberganges bewirkt eine ortsfeste Grenzflächenladungsdichte, die durch freie Spiegelladungen kompensiert wird. Mit einem In-Gehalt von 17% kann die InAlN/GaN-Heterostruktur völlig gitterangepaßt gewachsen werden. Außerdem ermöglicht die Struktur durch die Ausbildung eines zweidimensionalen Gases sowohl einen Elektronen- (2DEG) als auch einen Löcherkanal (2DHG).

Die daraus resultierende totale Polarisation der ternären Schicht unterscheidet sich jedoch zu der Polarisation der dicken GaN-Schicht, so daß an der Grenzfläche der beiden Materialien ein Polarisationssprung existiert. Eine Polarisationsänderung über nur wenige Monolagen kann mit dem Gradienten der totalen Polarisation $\nabla\vec{P}$ beschrieben werden und resultiert in einer ortsfesten, gebundenen Flächenladung $\rho_{ortsfest}$ (siehe Gl. 2.19)

$$-\nabla\vec{P} = \rho_{ortsfest} \quad . \tag{2.19}$$

Diese polarisationsinduzierte Flächenladungsdichte σ ist mit Gleichung 2.20 ermittelbar, wobei die totale Polarisation der ternären Schicht als $P_{ternaer}$ und des

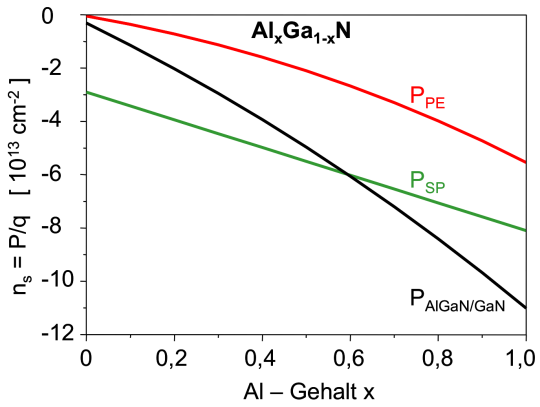
unverspannten GaN-Volumenmaterials als P_{bulk} bezeichnet wird.

$$\begin{aligned} \sigma &= P_{bulk} - P_{ternaer} \\ &= (P_{SP,bulk} + P_{PE,bulk}) - (P_{SP,ternaer} + P_{PE,ternaer}) \\ &= (P_{SP,bulk} - P_{SP,ternaer}) + (P_{PE,bulk} - P_{PE,ternaer}) \end{aligned} \tag{2.20}$$

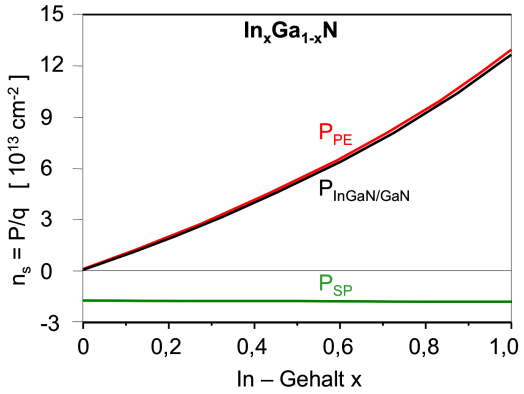
Die Grenzflächenladungsdichte wird sowohl durch die spontane als auch durch die piezoelektrische Polarisation verursacht, wobei die Annahme, das lediglich die dünne, ternäre Schicht des pseudomorphen Heteroübergangs verspannt ist und somit einen piezoelektrischen Polarisationsanteil liefern kann, zu einer Vereinfachung der Gleichung 2.20 mit $P_{PE,bulk} = 0$ führt:

$$\sigma = P_{SP,bulk} - P_{SP,ternaer} - P_{PE,ternaer} \quad . \tag{2.21}$$

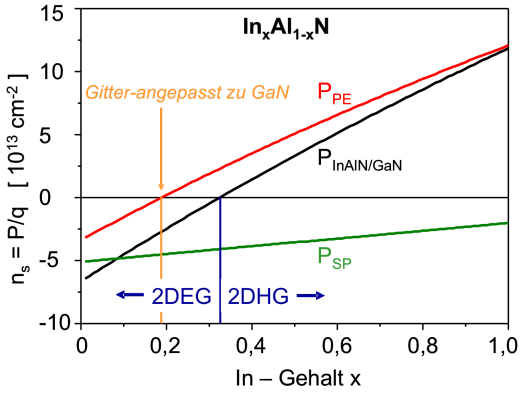
Die Verspannung der ternären Schichten $In_xGa_{1-x}N$ und $Al_xGa_{1-x}N$ nehmen mit dem Indium- bzw. Aluminiumgehalt x zu und resultieren in einer von x abhängigen, polarisationsinduzierten, gebundenen Flächenladungsdichte am Heteroübergang, die durch frei bewegliche Spiegelladungen einer Grenzflächenladung n_S kompensiert wird (siehe Abbildung 2.11). Aus dieser Kompensation resultieren freie Elektronen bzw. Löcher an den Grenzflächen der Heterostrukturen, die bei ausreichender Bänderverbiegung des Valenz- und Leitungsbandes und bei einem ausreichenden Band-Offset zwischen den beiden Materialien zu Ladungsträgern von zweidimensionalen Elektronen- (2DEG) bzw. Löchergasen (2DHG) werden. Diese zweidimensionalen Ladungsträgergase mit ihren wesentlich größeren Ladungsträgerbeweglichkeiten im Vergleich zu jenen im Volumenmaterial bilden die Grundlage von GaN-basierenden Hochfrequenz-Leistungs-Heterostrukturfeldeffekttransistoren (RF-Power-HFETs). Es werden Elektronenbeweglichkeiten von bis zu $2000 cm^2/Vs$ bei Raumtemperatur (R.T.) an AlGaN/GaN-Strukturen vorausgesagt [58], wobei durch Flächendichten von über $5 \cdot 10^{12}\ cm^{-2}$ die Elektronenbeweglichkeit kaum noch beeinflußt wird und bei niedrigeren Flächendichten die Beweglichkeit der Elektronen durch die Streuung an geladenen Störstellen limitiert ist. Die theoretisch vorhergesagte Elektronenbeweglichkeit konnte jedoch noch nicht erreicht werden, da schon geringe Potentialfluktuationen durch Grenzflächenrauhigkeiten und Barrierenzusammensetzungsschwankungen zu starken Ladungsträgerstreuungen führen und da mit einem wachsendem Al-Gehalt der ternären Schicht und demzufolge einer wachsenden Flächenladung die Elektronendichte zunimmt und der mittlere Abstand der Elektronen zur Grenzfläche auf unter 20 $\mathring{A}$ bei einem Al-Gehalt von 25% sinkt, ist eher eine Abnahme der Elektronenbeweglichkeiten



(a) Grenzflächenladung AlGaN/GaN-Struktur.



(b) Grenzflächenladung InGaN/GaN-Struktur.

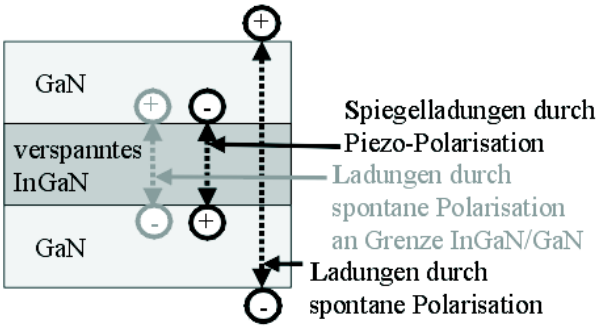


(c) Grenzflächenladung InAlN/GaN-Struktur.

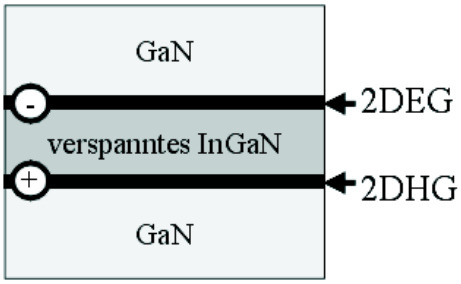
Abbildung 2.11: Durch spontane und piezoelektrische Polarisation am Ga-face Heteroübergang induzierte freie Grenzflächenladungen n_S in Abhängigkeit der Zusammensetzung x der ternären Schicht.

bei einer sehr hohen Ladungsdichte zu beobachten. Zu beachten ist weiterhin, daß nicht nur Flächenladungen an der Heterogrenzfläche induziert werden, sondern auch an den Oberflächen des Materialstacks Ladungen generiert werden, die das Design der Bauelemente, insbesondere der HFETs, wesentlich beeinflussen können [59] und zur Großsignaldispersion [60] als auch zum „Virtual-Gate-Effekt“ [61] beitragen, die die Stabilität und Zuverlässigkeit des Bauelementes stark beeinträchtigen können. Werden die Heteroübergänge AlGaN/GaN, InGaN/GaN und InAlN/GaN miteinander verglichen und betrachtet man die Polarisationsrichtungen der Heterostrukturen in Abbildung 2.10 als auch die an den Grenzflächen induzierten Flächenladungsdichten in Abbildung 2.11, so erkennt man grundlegende Unterschiede in der Generation von Grenzflächenladungen, da ein Ga-face AlGaN/GaN-Übergang ein 2DEG generieren kann bzw. ein GaN/AlGaN-Übergang zu einem 2DHG führen sollte. Entsprechend gilt das auch für eine Ga-face InGaN/GaN-Struktur, die in einem 2DHG resultiert und ein GaN/InGaN-Heteroübergang hingegen zu einem 2DEG führt. Bei einer InAlN-Heterostruktur entscheidet die Zusammensetzung der ternären Schicht, ob Elektronen oder Löcher an der Grenzfläche der Heterostruktur generiert werden, wobei in einem InAlN/GaN-Übergang bei einem In-Gehalt von weniger als 32% ein 2DEG entstehen wird und bei einem höheren In-Anteil ein 2DHG ausgebildet wird (siehe auch Abbildung 2.10). Bedeutend bei der InAlN-Struktur ist weiterhin, daß mit einem In-Anteil von 17 % die Heterostruktur völlig unverspannt bzw. relaxiert gewachsen werden kann, so daß lediglich die spontane Polarisation zur Ladungsträgergeneration in der Heterogrenzfläche beiträgt. Dieses Konzept verspricht Bauelemente hoher Leistungsdichte [62], [63] ohne die bei AlGaN/GaN gezeigten Dispersionen und trägt somit zur Stabilität und Zuverlässigkeit des HFET-Bauelementes bei [64].

Desweiteren werden die Polarisationseffekte und das Design von Heterostrukturen an einer Ga-face GaN/InGaN/GaN-Struktur näher erläutert, da diese Struktur die Basis für die in dieser Arbeit untersuchten p-Kanal HFETs ist. In einer GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur, wie sie in Abbildung 2.12 dargestellt ist, liegt der dünne, vollständig kompressiv verspannte InGaN-Kanal mit seiner gegenüber GaN kleineren Bandlückenenergie zwischen zwei relaxierten GaN-Schichten eingebettet. Die Kompression der InGaN-Kristallstruktur bedeutet eine Streckung des Ga(In)-N-Dipols und eine Verschiebung der Dipolladungsschwerpunkte, so daß sich ein piezoelektrischer Polarisationsanteil, der in InGaN-basierenden Systemen eine dominante Rolle spielen wird (vgl. mit Abbildung 2.11b), der spontanen Polarisation überlagert. Das starke polarisationsinduzierte makroskopische interne elektrische Feld, welches durch die statischen Dipole des polaren Halbleitermaterials hervorgerufen wird, wird durch frei bewegliche Polarisationsspiegelladungen (sie-



(a) Frei bewegliche, polarisationsinduzierte Spiegelladungen an Heterogrenzflächen und Oberflächen einer GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur.



(b) Polarisationsinduzierte Kompensationsladungen können bei einem ausreichend hohen Band-Offset und genügend hoher Bandverbiegung ein zweidimensionales Löchergas an der InGaN/GaN- als auch ein zweidimensionales Elektronengas an der GaN/InGaN- Grenzfläche der Heterostruktur bilden.

Abbildung 2.12: Spontane- und Piezoelektrische Polarisation führen durch einen Polarisationssprung an den Grenzflächen der GaN/InGaN/GaN Heterostruktur zu polarisationsinduzierte, frei bewegliche Spiegelladungen an den Oberflächen als auch Grenzflächen, so daß zweidimensionale Löcher- und Elektronengase an den Heteroübergängen entstehen können.

he Abbildung 2.12a), die an den Oberflächen als auch an den GaN/InGaN- und InGaN/GaN-Grenzflächen angereichert werden, kompensiert. Die Entstehung dieser ungebundenen Spiegelladungen bildet die Grundlage für polarisationsbasierende HFETs, da aus diesen polarisationsinduzierten Spiegelladungen sowohl n- als auch p-Kanäle mit potentiell hoher Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte an den Heterogrenzflächen bei entsprechendem HFET-Design generiert werden können. So wird an der oberen GaN/InGaN-Grenzfläche der GaN/InGaN/GaN-Struktur ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) generiert, an der unteren InGaN/GaN-Grenzfläche hingegen entsteht ein zweidimensionales Löchergas (2DHG) gleicher Ladungsträgerdichte (siehe Abbildung 2.12b). Außerdem bilden sich an den GaN-Oberflächen durch die spontane Polarisation der relaxierten GaN-Schichten ungebundene Spiegelladungen aus, die an der Oberseite stets positiv und an der GaN-Unterseite negativ sind, soweit die Wafer als Ga-face Material in einer MOCVD gewachsen wurden. Zweidimensionale Ladungsträgergase hoher Beweglichkeit setzen

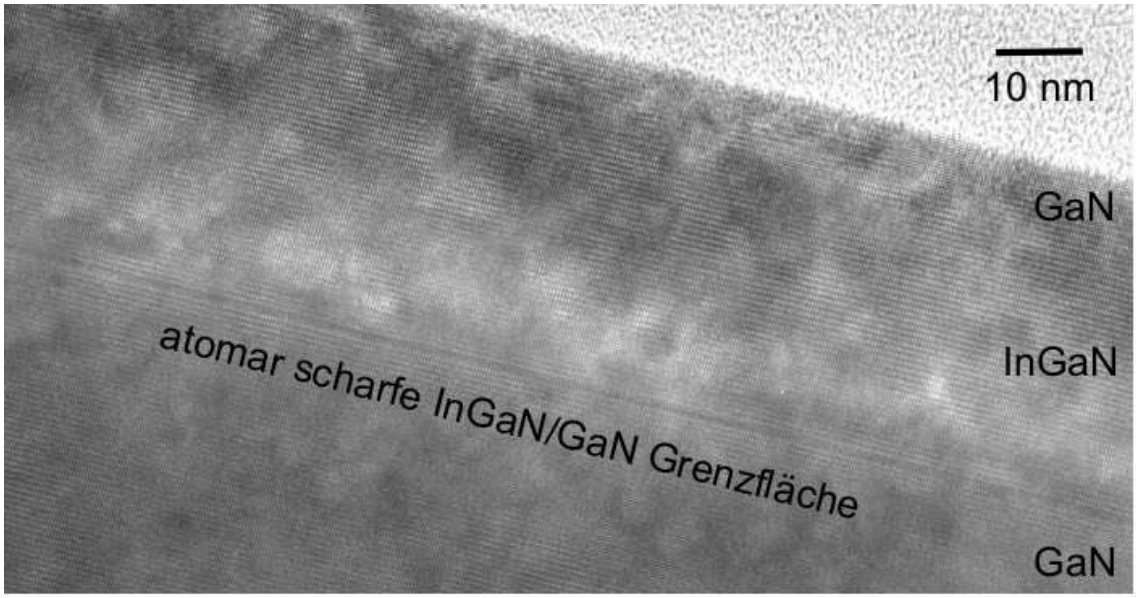


Abbildung 2.13: TEM-Aufnahme einer in dieser Arbeit verwendeten GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur mit einer atomar scharfen unteren InGaN/GaN-Grenzfläche und einer „verschmierten“, unscharfen oberen GaN/InGaN-Grenzfläche (F. Banhart, Sektion Elektronenmikroskopie, Universität Ulm).

qualitativ hochwertige Heterogrenzflächen voraus, die mittels MOCVD in GaN/ InGaN/ GaN-Systemen insbesondere für die unteren InGaN/GaN-Grenzflächen realisierbar sind (siehe TEM-Aufnahme in Bild 2.13), die obere GaN/InGaN-Grenzfläche „schmiert“hingegen leicht aus, so daß diese Struktur von der Heterogrenzflächenqualität ganz besonders für die Generation von 2DHGs geeignet zu sein scheint. Nichtsdestotrotz wurden auch leistungsfähige [43] und dispersionsarme [65] n-Kanal GaN/InGaN/GaN-HFETs erfolgreich demonstriert.

Die Materialqualität des InGaN´s wird von Defektbildung, Indiumdesorption, Phasenseparation und Indium-Segregation stark beeinflußt [97], wobei die In- Segregation zu den „verschmierten“ GaN/InGaN- bzw. InGaN/GaN-Heteroübergangen führt (siehe Abbildung 2.14). Aus den unscharfen Grenzflächen ergeben sich Quantentopfverkleinerungen, delokalisierte Ladungsträger, eine „Verschmierung“ des zweidimensionalen Ladungsträgergases und eine damit resultierende Absenkung der Ladungsträgerbeweglichkeit.

Im Volumenmaterial des GaN´s bzw. InGaN´s wiederum unterscheiden sich die

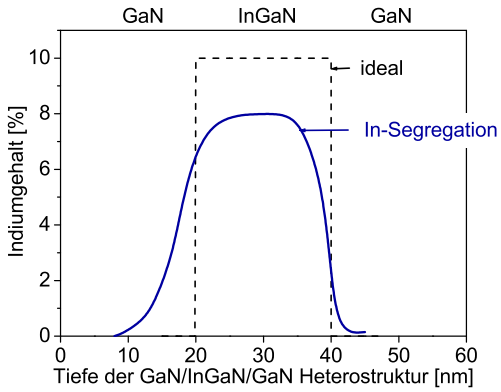


Abbildung 2.14: Indium-Segregation führt zu „verschmierten“ Heterogrenzflächen [43].

Löcher- zu den Elektronenbeweglichkeiten um fast zwei Größenordnungen voneinander. Ein wesentlich geringerer Unterschied zwischen positiven und negativen Ladungsträgern ist hingegen bei der Löcher- bzw. Elektronenmasse gegeben, die in einem Verhältnis von 4:1 steht und dadurch ermöglichen kann, daß sich die Beweglichkeiten der Ladungsträger von zweidimensionalen Löcher- bzw. Elektronengasen in GaN/InGaN/GaN- oder anderen GaN-basierenden Heterostrukturen nur wenig voneinander unterscheiden. Dieses Szenario bildet auch gleichzeitig die Motivation für die Untersuchung von GaN-basierenden 2DHG-Kanal HFET Strukturen. Wie in Abbildung 2.12b illustriert, bilden sich in GaN/In(Al)GaN/GaN-Heterostrukturen sowohl ein zweidimensionales Elektronen- als auch Löchergas aus. Im GaN/AlGaN/GaN-System erfahren die Ladungen durch die AlGaN-Barriere, die einen größeren Bandabstand als das GaN-Material verfügt, eine räumliche Trennung. Im GaN/InGaN/GaN-System hingegen, welches einen InGaN-Quantentopf besitzt, der nur sehr kleine Banddiskontinuitäten aufweist, werden die Elektronen und Löcher der zweidimensionalen Ladungsträgergase lediglich durch die hohen Feldstärken voneinander getrennt.

Eine mit dem kommerziellen Simulationsprogramm $SILVACO^{®}$ simulierte GaN/ InGaN/ GaN-Heterostruktur mit einer 25 nm dicken InGaN-Schicht mit einem Indiumgehalt von 15% sowie einer 25 nm dicken GaN-Deckschicht bzw. Cap-Schicht wird in Abbildung 2.15 gezeigt. Darin werden die an den Grenzflächen der untersuchten Heterostruktur gebundenen Polarisationsladungen, die nicht direkt im Simulationsprogramm berücksichtigt werden können, näherungsweise durch δ- Do-

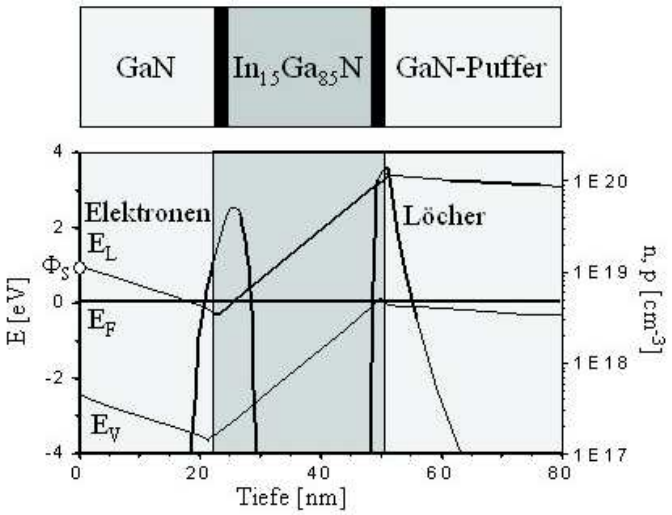


Abbildung 2.15: SILVACO-Simulation einer $GaN/In_{15}Ga_{85}N/GaN$ Heterostruktur mit einem 25 nm dicken InGaN-Quantentopf. Es werden an den Heterogrenzflächen zweidimensionale Ladungsträgergase generiert, die gleichermaßen Flächenladungsdichten von ca. $1 \cdot 10^{13} cm^{-2}$ besitzen.

tierungen passender Ladungsträgerart und vollständiger Aktivierung eingeführt, so daß die polarisationsfeldinduzierten freien Grenzflächenladungen durch Dotierungen und die ortsfesten Polarisationsgrenzflächenladungen durch die ionisierten Atomrümpfe der Dotierung ersetzt wurden. Aus der Simulation ergibt sich bei nicht angelegter Spannung an das Heterosystem ein Banddiagrammverlauf, in dem das Leitungsband E_L das Ferminiveau E_F an der oberen GaN/InGaN-Grenzfläche und das Valenzband E_V das Ferminiveau an der unteren InGaN/GaN-Grenzfläche schneidet, so daß sich an den Heterogrenzflächen durch Polarisation und Banddiskontinuität ein zweidimensionales Elektronen- bzw. Löchergas ausbilden kann. Dabei werden Kanalladungen des 2DEGs bzw. 2DHGs mit Flächenladungsdichten in Abhängigkeit vom Indiumgehalt der ternären InGaN-Schicht und der verwendeten Schichtdicken von ca. $1 \cdot 10^{13} cm^{-2}$ generiert. Eine Variation der GaN/InGaN/GaN Heterostruktur aus Abbildung 2.15 durch Veränderung von Schichtdicken und ternärer Materialzusammensetzung ändert stets beide Anteile der polarisationsinduzierten Spiegelladungen der zweidimensionalen Ladungsträgergase. Durch Anlegen einer Gate-Spannung an einer in Sättigung betriebenen GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur (vgl. Abbildung 2.16) zeigt der Transistor

durch die Ausbildung von Raumladungen innerhalb seines InGaN-Quantentopfes und die Bildung von angereicherten n- bzw. p-Typ-Zonen zwischen Source und Drain lediglich einen geringen Leckausgangsstrom, ein FET-Betrieb ist allerdings durch den ambipolaren Charakter der Struktur nicht möglich. Da ambipolare Ka-

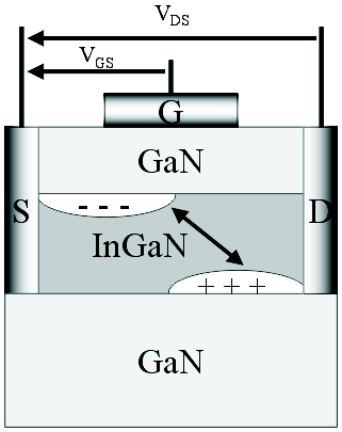


Abbildung 2.16: Das Anlegen einer Gatespannung an eine GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur im Sättigungsbetrieb führt lediglich zu Ladungsträgeranreicherungszonen und einem kleinen Leckstrom, der Kanal im InGaN-Quantentopf des HFETs besitzt einen ambipolaren Charakter.

nalstrukturen nicht nutzbar sind, muß das HFET-Design so angepaßt werden, daß unipolarer Betrieb entstehen kann. Eine Lösung liegt in der Methode des „Doping Screenings“ [67], bei dem der unerwünschte Ladungsträger-anteil durch eine passende Kompensationsdotierung abgeschirmt wird, so daß die frei beweglichen Ladungsträger der unerwünschten Ladungsträgerart durch ortsfeste, ionisierte Akzeptor- bzw. Donator-Atomrümpfe ersetzt werden. Die dafür nötigen Si- bzw. Mg-Dotierungen können sowohl im GaN als auch in den ternären Halbleiterschichten eingebracht werden, jedoch sollten sie nahe an der zu kompensierenden unerwünschten Ladung liegen.

Eine vorteilhafte Lösung für n-Kanal GaN/InGaN/GaN-Strukturen ist das Einbringen einer 10 nm dicken Si-dotierten n-Typ-Schicht innerhalb des GaN-Materials unterhalb der InGaN-Schicht und mit einem etwa 5 nm großen Abstand zu dieser durch eine entsprechend dicke GaN-Spacer-Schicht. Für p-Kanal Strukturen hingegen müßte dementsprechend die Kompensationsschicht überhalb der InGaN-Schicht und damit in der Steuerstrecke des Gates der HFET-Struktur liegen (siehe Abbil-

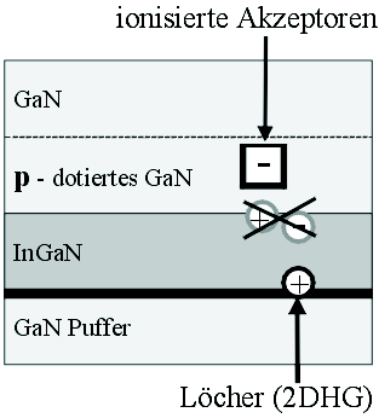


Abbildung 2.17: „Doping Screening“ durch eine Akzeptor-Kompensationsdotierung zur Abschirmung des unerwünschten Elektronenkanals an der Oberseite der ternären InGaN-Schicht. Es verbleibt ein Löcherkanal an der unteren InGaN/GaN-Grenzfläche, aus dem durch den nun unipolaren Charakter der GaN/InGaN/GaN-Struktur p-Kanal HFETs entstehen können.

dung 2.17). Solche kompensationsdotierten Strukturen ähneln einem herkömmlich dotierten HEMT ohne polare Eigenschaften, bei denen jedoch die dotierte Schicht als Ladungsträgerlieferant in der Nähe des zu nutzenden Ladungsträgerkanals liegt. Eine direkte Gegenüberstellung des „Doping Screenings“ für sowohl n-Kanal als auch p-Kanal HFET Strukturen ist in Abbildung 2.18 schematisch dargestellt.

In GaN/AlGaN/GaN-Systemen hingegen ist das „Doping Screening“ entsprechend anzuwenden, wobei zu beachten ist, daß für die Realisierung eines p-Kanal HFETs in diesem System die Elektronen der unteren AlGaN/GaN-Grenzfläche mit einer p-Schicht zu kompensieren sind und für n-Kanal HFETs die parasitären Löcherladungen an der oberen GaN/AlGaN-Grenzfläche mit einer n-Schicht abgeschirmt werden sollten. Bei der Realisierung von AlGaN-basierenden n-Kanal HFETs wird jedoch auf die obere GaN-Cap-Schicht verzichtet, so daß die obere Grenzfläche gleichzeitig die Oberfläche des HFET-Systems ist. Oberflächenpassivierungen aus z.B. Siliziumnitrid oder Siliziumoxid sollen diese Oberflächen elektrisch passivieren, tatsächlich aber sind diese Oberflächenladungen in AlGaN/GaN-Systemen für Instabilitäten der HFET-Bauelemente verantwortlich.

Entsprechend dem Aufbau von n-Kanal AlGaN/GaN HFETs könnten nun p-Kanal InGaN/GaN HFETs realisiert werden. Ohne obere GaN-Cap-Schicht des

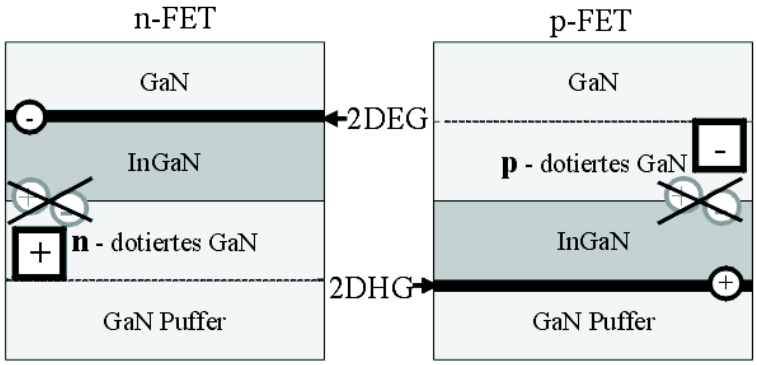


Abbildung 2.18: Vergleich des anzuwendenden „Doping Screenings“ für n-Kanal und p-Kanal HFETs. Für ein n-Kanal HFET muß der untere parasitäre Löcherkanal durch eine Si-n-Dotierung abgeschirmt werden, wohingegen für einen p-Kanal HFET der obere parasitäre Elektronenkanal an der GaN/InGaN-Grenzfläche durch eine Mg-p-Dotierung kompensiert werden sollte.

GaN/InGaN/GaN-Systems bildet die InGaN-Schicht die Oberfläche. Jedoch hat InGaN-Material einen metallischen Charakter, insbesondere bei einem hohen Indium-Gehalt, so daß die Bildung von Gate-Schottky-Kontakten unrealistisch erscheint. In der Praxis zeigte sich insbesondere eine Oberflächenoxidation [68], die tief ins InGaN-Material reicht, so daß auch die Realisierung ohmscher Kontakte schwierig wird. Ausgehend von diesen Herausforderungen, die zu lösen sind, um p-Kanal HFETs auf GaN/InGaN/GaN-Basis zu realisieren, erscheint die Lösung in einer dünnen GaN-Cap-Schicht, die das InGaN flächendeckend abdeckt, so daß es nicht oxidieren kann und die außerdem so dünn ist, daß die durch die Polarisation induzierten beweglichen positiven Oberflächenladungen die negativen parasitären Kanalladungen an der oberen GaN/InGaN-Grenzfläche verarmen bzw. evtl. kompensieren können. Diese Methode hat den Vorteil, daß zum einen die scharf gewachsene untere InGaN/GaN-Grenzfläche für den Ladungsträgertransport genutzt werden kann, zum anderen ermöglicht das „Doping Screening“ durch positive Oberflächenladungen die Vermeidung von einer Akzeptor-Kompensationsdotierung an der oberen GaN/InGaN-Grenzfläche dieses HFET-Systems, so daß sich durch einen etwaig funktionierenden p-Kanal-HFET auf das Vorhandensein eines 2DHGs schließen läßt. Der Nachteil dieser Oberflächenkompensationsmethodik liegt in der anzunehmenden, unvollständigen Verarmung des oberen Elektronengases, so daß ein verbleibender parasitärer n-Typ-Kanal und ein entsprechend niedriger Ausgangs-

strom des p-Kanal Transistors zu erwarten ist.

2.6 Polare Gradientenstrukturen

Ausgehend von einer AlGaN/GaN Heterostruktur mit einem Polarisationssprung an der Grenzfläche zwischen AlGaN zu GaN und der dortigen Ausbildung eines zweidimensionalen Elektronengases können auch Strukturen realisiert werden, deren ternäres Material keine homogene Zusammensetzung besitzt, sondern aus mehreren dünnen AlGaN-Schichten besteht, die sich in ihrem Al-Gehalt so unterscheiden, daß die ternäre Gesamtschicht schrittweise ihren Al-Gehalt von 0% auf 30% bzw. umgekehrt ändert (siehe Abbildung 2.19). Auch hier werden über den Po-

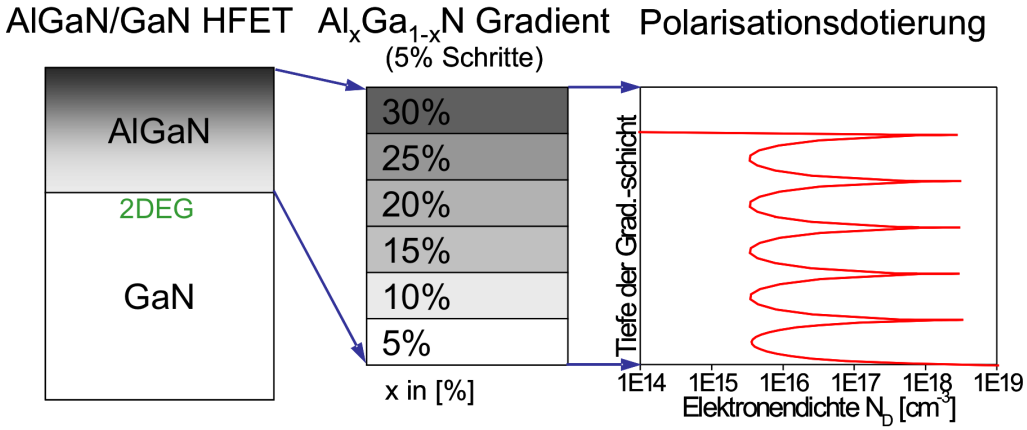


Abbildung 2.19: Der schrittweise Gradient einer ternären AlGaN-Schicht führt zu einem Spannungs- und Polarisationsgradienten, die wiederum zur Generation von festen Polarisationsladungsträgern und frei beweglichen Spiegelladungen im Volumenmaterial führen. Eine makroskopische AlGaN-Gradientenschicht, die sich aus dünnen Einzelschichten zusammensetzt, die sich in ihrem Al-Gehalt um 5% unterscheiden, wurde unter Berücksichtigung der Polarisationsladungen mittels δ-Ladungsträgerschichten zwischen den Einzelschichten simuliert. Zu sehen ist eine makroskopisch frei bewegliche Volumen-n-Dotierung des Materials.

larisationssprung sowohl feste Polarisationsladungsträger als auch frei bewegliche

Spiegelladungen induziert, wobei diese nicht zu einem zweidimensionalen Ladungsträgergas gehören müssen. Vielmehr resultieren sie in einer frei beweglichen Ladung des Volumenmaterials, so daß von einer Polarisationsdotierung auszugehen ist ([180], [181], [182]). Die Ausrichtung des Gradienten entlang der c-Achse, also ob der Al-Gehalt des ternären Materials ab- oder zunimmt, entscheidet dabei, ob das Volumenmaterial durch Elektronen oder Löcher polarisationsdotiert wird (siehe Abbildung 2.20), wobei eine p-Dotierung durch die große Hintergrunddotierung des GaN´s und des 2DEGs an der AlGaN/GaN-Grenzfläche schwer nachzuweisen ist, wohingegen n-polarisationsdotiertes Material bereits nachgewiesen wurde [69], [70]. Entsprechendes kann mit dem Simulationsprogramm SILVACO verdeutlicht

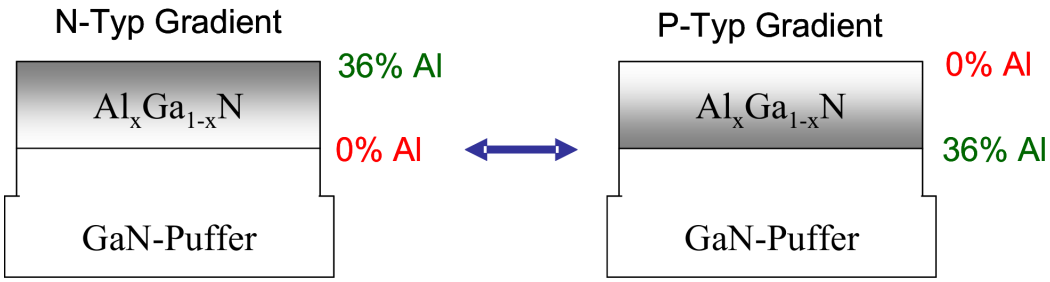


Abbildung 2.20: Mit der Wahl der Gradientenrichtung entlang der c-Achse kann die Volumendotierung des Materials zwischen n- und p-Dotierung eingestellt werden.

werden (Abbildung 2.19 rechts), in dem der Al-Gehalt des AlGaN-Gradienten in 5%-Schritten geändert wird und die Polarisationssprünge durch δ-Dotierungen mit passender Ladungsträgerdichte simuliert werden. Die schrittweise Änderung der Zusammensetzung des ternären Materials resultiert in makroskopischer Sicht in einem Gradienten, wobei auch ein linearer Gradient zu einer konstanten Volumenpolarisationsdotierung führen soll [71]. Entsprechendes kann von einem InGaN-Gradienten erwartet werden, wobei dessen epitaktische Realisierung durch die Indiumphasenseparation im Vergleich zu einem AlGaN-Gradienten schwierig ist.

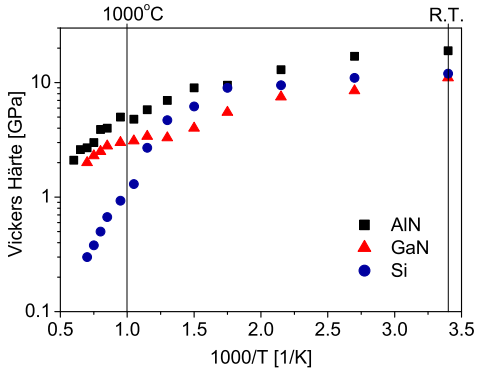
Gradienten ternärer Schichten führen zu kleinen Polarisationssprüngen zwischen den einzelnen Schichten verschiedener Zusammensetzung, so daß ein epitaktischer Wachstumsgradient einer ternären Schicht zu einem Verspannungsgradienten des Materials führt. Dieser Verspannungsgradient, der sowohl über Epitaxie als auch äußere mechanische Verspannung generiert werden kann, induziert wiederum ein elektrisches Polarisationsfeld, feste Polarisationsladungen als auch frei bewegliche Spiegelladungen im Volumenmaterial. In den folgenden Kapiteln soll neben den

elektromechanischen Eigenschaften des GaN-Materials auch die Ladungsträgergeneration im GaN-Volumenmaterial durch eine äußere mechanische Kraft über elektromechanische Messungen näher untersucht werden.

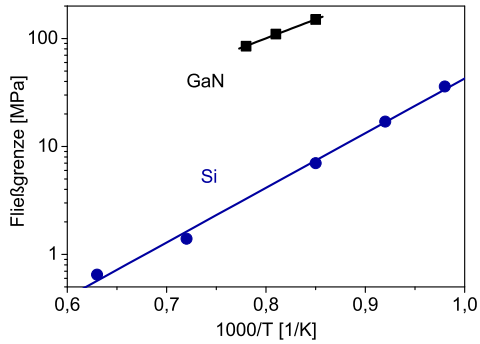
2.7 Elektromechanische Eigenschaften des GaN-Materials

Durch die sowohl piezoelektrischen als auch halbleitenden Eigenschaften des GaN-Materials in Verbindung mit einer hohen chemischen Inertheit und Hochtemperaturfestigkeit [186] und einer, durch die Härte (Vickers Härte bei R.T.) des Materials von 10,8 GPa für GaN und 17,7 GPa für AlN [183] zu erwartenden, hohen mechanischen Stabilität [184], versprechen freistehende GaN-Strukturen hervorragende Eigenschaften für mechanische bzw. elektromechanische Sensorstrukturen, insbesondere bei den hier betrachteten Kraftsensoren, die durch Balkenstrukturen realisiert werden (siehe auch Kapitel 1.3). Mechanische Eigenschaften, insbesondere die Bruchfestigkeit, Fließgrenze (Grenze zwischen einer elastischen Verformung des Materials durch mechanischen Stress und einer plastischen Verformung mit einsetzenden Versetzungen im Kristallgitter) und Elastizitätsmodul des in dieser Arbeit verwendeten Balkenmaterials, welches sich durch einen Materialmix aus GaN mit einer teilweisen Fe-Dotierung und zusätzlich dünnen AlN Stressreduzierschichten auszeichnet, können somit nur näherungsweise aus bereits existenten Materialuntersuchungen homogener GaN-Schichten entnommen werden, so daß deren Bestimmung die mechanischen Qualitäten der hier entwickelten Kraftsensorstrukturen ausweisen wird. Materialuntersuchungen, insbesondere die temperaturabhängige Härte und Fließgrenze des HVPE-gewachsenen GaN´s und AlN´s im Vergleich zum Si, wie in Abbildung 2.21 gezeigt, ergeben den Trend einer allmählich sinkenden Vickers Härte von R.T. bis zu etwa $1000°C$ für das III-V-Material und eines ab ca. $1000°C$ einsetzenden starken Härteverlustes durch plastische Verformung [185] und beginnende makroskopische Kristallversetzungen [184] (siehe Abbildung 2.21a). Eine gemessene GaN-Fließgrenze von etwa 100-200 MPa im Temperaturbereich $900 - 1000°C$ (siehe Abbildung 2.21b) zeigt eine hohe thermo-mechanische Stabilität und eine deutliche Überlegenheit von mehr als zwei Größenordnungen gegenüber dem Silizium [184]. Unter Berücksichtigung, daß GaN an Luft bereits ab $650°C$ degradiert, müßte das Material bei Hochtemperaturbeanspruchung in Vakuum gekapselt werden.

Grundlegende mechanische Aspekte bei der Betrachtung von Balkenstrukturen, auf die eine äußere Kraft ausgeübt wird, sind u.a. über das Hook´sche Gesetz



(a) Temperaturabhängige Vickers Härte von einkristallinem AlN, GaN und Si [183].



(b) Vergleich der temperaturabhängigen Fließgrenze von GaN und Si zeigt eine um mehr als zwei Größenordnungen höhere thermo-mechanische Stabilität des GaN´s gegenüber Si [184].

Abbildung 2.21: Vergleich der Vickers Härte und Fließgrenze der Materialien GaN, AlN und Si.

beschrieben (Gl. 2.14), in dem die mechanische Spannung σ (Gl. 2.12) durch die Dehnung ε (Gl. 2.13) und einem Proportionalitätsfaktor, das Elastizitätsmodul E_{modul} ausgedrückt wird:

$$\sigma = E_{modul}\varepsilon \qquad mit \qquad \sigma = \frac{F}{A} \quad , \quad \varepsilon = \frac{\triangle l}{l} \quad .$$

Wird in der Mitte eines beidseitig eingespannten Balkens mit der Länge L, Breite b und Dicke h eine Kraft F eingeprägt, so lenkt sich der Balken um $y_{|\frac{L}{2}}$ aus. Aus dieser Kraft-Auslenkungs-Messung kann über Gl. 2.22 vereinfacht ein Elastizitätsmodul des gemessenen Materials bestimmt werden [79]:

$$E_{modul} = \frac{-FL^3}{16y_{|\frac{L}{2}}bh^3} \quad . \tag{2.22}$$

Die Verwendung von beidseitig eingespannten Balken bietet den Vorteil einer präzisen mechanischen Kraftausübung durch eine schrittmotorgesteuerte Nadel in der Mitte des Balkens, ohne daß die Nadel während der Balkenauslenkung „verrutscht“ bzw. ihre Position auf dem Balken verändert, was bei der Verwendung von einseitig eingespannten Balken kaum vermeidbar ist und Abweichungen der Meßdaten

vom realen Verhalten des Balkens bedeuten würde. Nachteilig ist hingegen das weitgehend nichtlineare Verhalten von beidseitig eingespannten Balken gegenüber einseitig verankerten Strukturen, so daß das E-Modul aus Gleichung 2.22 eher eine Abschätzung bedeutet. Genauere Abschätzungen wurden mittels des Simulationsprogrammes ANSYS unter Einbeziehung der Vorverspannung des GaN-Balkens durchgeführt (siehe [79]).

Darüberhinaus kann neben dem E-Modul ein Spannungs-Dehnungs-Diagramm generiert werden und bei einer Auslenkung des Balkens bis zum Bruch des Materials ist die Bruchspannung σ_{Bruch} ermittelbar.

Ein Maß für die elektromechanische Kopplung von Halbleiterbalkenstrukturen ist der k-Faktor, der die relative Widerstandsänderung $\triangle R/R$ des Halbleitermaterials durch die Verbiegung des Balkens mit der Dehnung ε bzw. der relativen Längenänderung $\triangle l/l$ ins Verhältnis setzt:

$$k = \frac{\frac{\triangle R}{R}}{\frac{\triangle l}{l}} \quad . \tag{2.23}$$

Ein hoher k-Faktor symbolisiert die Stärke der elektrischen Veränderung des halbleitenden Materials durch mechanische Verspannungen, es gibt somit die elektromechanische Empfindlichkeit des Materials wieder, d.h. je höher der k-Faktor ist, desto genauer können mechanische Verspannungen im Material elektrisch gemessen werden. So konnten für Silizium k-Werte von ca. 200 ermittelt werden, für Diamant liegen die k-Werte bei ca. 20 und für AlGaN/GaN-Heterostrukturschichten ergaben sich k-Werte von ca. 90 [79].

	E_g [eV]	σ_{Bruch} [GPa]	E_{modul}, C_{11} [GPa]	k
GaN	3,39	-	365-390 (390)	$\simeq 90$
AlN	6,2	-	345-410 (396)	-
InN	0,7-1,9	-	190-223 (223)	-
Si	1,1	1,37	110-190	< 200
Diamant	5,45	13,3	1143 (350-1226)	~ 20
Stahl	-	0,4-1,1	190-250	2

Tabelle 2.5: Vergleich mechanischer (E, σ_{Bruch}) und elektromechanischer (k) Parameter der Gruppe-(III)-Nitride mit Silizium, Diamant und Stahl [15], [44], [72]-[80].

In Tabelle 2.5 werden die materialspezifischen Parameter Bandabstand E_g, Bruchspannung σ_{Bruch}, Elastizitätsmodul E_{modul} bzw. C_{11} und k-Faktor für die Materialien Stahl, Diamant, Silizium und der Gruppe-(III)-Nitride gegenübergestellt, wobei durch die Anisotropie der Nitride die Werte des E-Moduls ausschließlich für die Gitterrichtungen in der a-Ebene gelten.

Ein weiterer Effekt mechanischer Belastung von Halbleiter-MEMS-Strukturen kann über die verspannungsinduzierte Leitfähigkeitsänderung des Halbleitermaterials durch eine Umverteilung von Ladungsträgern in Leitungsbandminimas mit anderen effektiven Massen m^*_{eff} beschrieben werden. Aus den Beziehungen für die Beweglichkeit μ (Gl. 2.24 mit q für Elementarladung und τ für mittlere Ladungsträgerlebensdauer) von Ladungsträgern und der Leitfähigkeit κ (Gl. 2.25 mit n- und p-Ladungsträgerdichten)

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*_{eff}} \quad , \tag{2.24}$$

$$\kappa = q(n\mu_n + p\mu_p) \tag{2.25}$$

ergibt sich eine Änderung der Beweglichkeit und somit auch der Leitfähigkeit des Halbleitermaterials durch mechanische Verspannung.

Eine ausführliche Diskussion der Effekte innerhalb einer GaN-MEMS-Struktur durch mechanische Belastung wird im Kapitel 8 erfolgen.

3 Epitaktisches Wachstum von Gruppe(III)-Nitrid-Bauelementen

3.1 Substrate

Durch das Fehlen von kostengünstigen, ausreichend großen, freistehenden GaN-Substraten wird Galliumnitrid bisher vorwiegend heteroepitaktisch auf Fremdsubstraten gewachsen. Da homoepitaktisches Wachstum eine wesentlich bessere Materialqualität verspricht, wird an der Entwicklung immer größerer und dickerer GaN-Schichten für zukünftige GaN-Substrate gearbeitet und erste homoepitaktisch gewachsene GaN-Schichten auf hochqualitativen GaN-Substraten mit niedriger Versetzungsdichte zeigten eine niedrige Hintergrunddotierung von lediglich $1 * 10^{16}$ cm^{-3} und darauf hergestellte Schottkydioden besitzen Durchbruchspannungen von 580V, was das Potential homoepitaktischen Wachstums deutlich unterstreicht [207], [208].

Eigenschaften	GaN	Si(111)	Saphir	6H-SiC
a [$\mathring{A}$]	3,189	5,430	4,758	3,080
c [$\mathring{A}$]	5,185	-	12,991	15,12
Wärmeleitfähigkeit [W/cmK]	1,3	1-1,5	0,5	3-3,8
therm. Expansionskoeff.(in-plane) [10^{-6}/K]	5,59	2,59	7,5	4,2
Gitterfehlanpassung GaN/Substrat [%]	-	-16,9	16	3,5
therm. Fehlanpassung GaN/Substrat[%]	-	54	-34	25

Tabelle 3.1: Fehlanpassung von GaN auf den Fremdsubstraten Si(111), Saphir und 6H-SiC [40].

Da GaN mit einem Schmelzpunkt von etwa 2791 K nur bei einem Stickstoffpartialdruck von mehr als 45 kbar stabil ist und an Luft bereits ab 650°C zersetzt [28], ist es im Gegensatz zu anderen Halbleitern, wie Si oder GaAs, nicht möglich, das Material durch ein Zonenschmelzverfahren zu gewinnen. Epitaxieverfahren sollen zu

großflächigen GaN-Substraten führen. So konnten schon über 100μm dicke, defektfreie GaN-Schichten durch einen Hydride Vapor Phase Epitaxieprozess (HVPE) [32] auf bis zu 2 Zoll großen MOCVD-GaN-Templates [33] verwirklicht werden. Außerdem gelang es bereits durch einen selbständigen Separationsprozeß, das HVPE-GaN vom Saphirtemplate zu trennen, so daß freistehendes GaN als Substratmaterial zur Verfügung stand [34]. Sind jedoch Substrat und gewachsenes Material aus unterschiedlichem Material, so unterscheiden sich die Kristallstrukturen, so daß eine Gitterfehlanpassung zwischen den beiden Materialien erfolgt, die für eine ausreichend gute Materialqualität durch die Heteroepitaxie bei $\triangle a/a \leq 10^{-3}$ liegen sollte [28] und mittels initiierter Versetzungen während des Wachstums ausgeglichen werden kann.

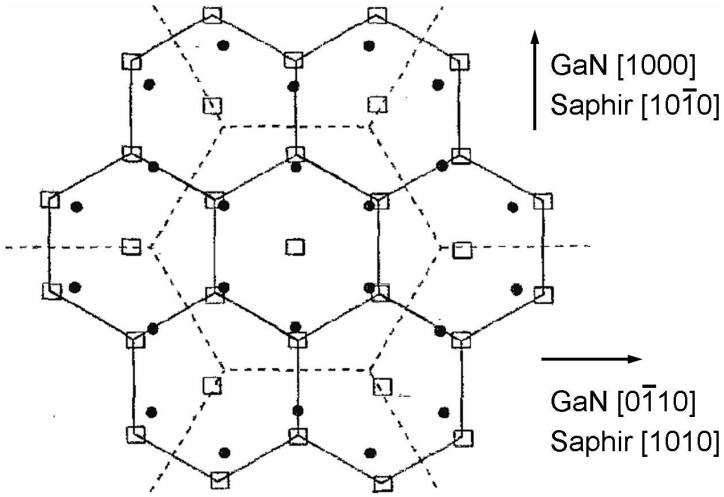


Abbildung 3.1: Superposition des um 30° verdreht aufgewachsenen hexagonalen GaN´s auf die c-Ebene des Saphirs [35]. Die Gitterfehlanpassung beträgt etwa 13,8%. Weiße Quadrate sind den Ga-Atomen des GaN´s zugeordnet, schwarze Punkte repräsentieren Sauerstoffatome des Saphirs. Die große Einheitszelle des Saphirs ist gestrichelt dargestellt, die des GaN´s durch Linien veranschaulicht.

Darüberhinaus sind die thermischen Ausdehnungskoeffizienten unterschiedlich, so daß sich nach dem Wachstum in einer bei etwa 1000°C betriebenen MOCVD-Anlage während der Abkühlungsphase die Materialien gegeneinander verspannen, das zu Rissen und Verspannungen im Halbleiter und schließlich auch zu einer Krümmung des gesamten Wafers führen kann. Um eine möglichst ideale GaN-Oberfläche zu

erhalten, minimiert die Oberfläche ihre Energie durch Ausbildung einer welligen Struktur oder bei größerer kompressiver Verspannung durch Versetzungen. Beides ist jedoch zu vermeiden, indem Gitterfehlanpassungen durch ausschließlich elastische Verspannungen ausgeglichen werden können. Voraussetzung dafür sind maximale Fehlanpassungen von 7% sowie Epitaxieschichtdicken, die unterhalb einer kritischen Schichtdicke liegen [28]. Geeignete Fremdsubstrate sollten in ihrer Kristallstruktur und Gitterkonstanten dem GaN ähnlich sein, so daß sich die Substrate durch eine hexagonale Wurzitstruktur senkrecht zur Wachstumsrichtung auszeichnen müßten.

Übliche Substrate sind derzeit 6H-SiC, Saphir (Al_2O_3) und (111)-Si (siehe Tabelle 3.1). Silizium, mit einer Gitterfehlanpassung von 20,1% , ist das mit Abstand kostengünstigste und großflächigste Substratmaterial, jedoch durch die großen Wachstumstemperaturen während der GaN-Epitaxie leicht p-leitfähig. Saphir als Al_2O_3-Keramik dagegen ist elektrisch isolierend, jedoch ist seine thermische Leitfähigkeit gering und ist um 13,8% fehlangepaßt. Siliziumcarbid ist das teuerste Material von den drei aufgeführten Möglichkeiten, weist eine Fehlanpassung von nur 3,4% auf, besitzt eine gute Wärmeleitfähigkeit und kann, da es halbleitend ist, dotiert werden oder elektrisch isolierend sein. Die Darstellung in 3.1 verdeutlicht die Gitterfehlanpassung des GaN´s gegenüber eines Saphirsubstrates. Erste GaN-Schichten auf dem kostengünstigen und technologisch hoch relevanten (001)-Si Substrat konnten ebenfalls gezeigt werden [213].

3.2 Epitaxie

Das epitaktische Wachstum des GaN´s wird in einer MOCVD- (Metal-Organic-Chemical-Vapor-Deposition) oder MBE-Anlage (Molecular-Beam-Epitaxy) ausgeführt, wobei die in dieser Arbeit untersuchten Schichtstrukturen ausschließlich mit einer Aixtron-MOCVD an der Universität Magdeburg von A. Dadgar aus Prof. Krost´s Gruppe realisiert wurden. Metallorganische Verbindungen, insbesondere Methyl- bzw. Ethyl-Gruppen, sind wegen ihres hohen Dampfdruckes das geeignete Material für die Bereitstellung des Gruppe-(III)-Anteils des GaN´s. Sie können über ein Trägergas transportiert werden und dissoziieren auf der Substratoberfläche. Die Stickstoffquelle für die GaN-Epitaxie ist Ammoniak, welches an der auf etwa 1000°C beheizten Substratoberfläche in seine Bestandteile zersetzt wird. Durch die Stickstoffdesorption und Instabilität des GaN´s bei diesen Temperaturen wird das GaN-Wachstum unter einem hohen (Stickstoffverbindung)/(Gruppe-(III)-Verbindung)-Verhältnis durchgeführt. Daraus resultierend besitzt nominell undotiertes GaN eine

n-Leitfähigkeit mit Hintergrunddotierungen von ca. $5 \cdot 10^{16} cm^{-3}$.

Heteroepitaktisches Wachstum von GaN auf Silizium oder Saphir erfordert durch die hohe Gitterfehlanpassung und der damit verbundenen schnellen Ausbildung von Versetzungen nach nur wenigen Monolagen eine dünne (10 - 50 nm), weitgehend amorphe AlN-Niedertemperatur-Nukleationsschicht [37], die für die GaN-Epitaxie Kristallisationskeime zur Verfügung stellt (siehe schematischer Schichtaufbau in Abbildung 3.2).

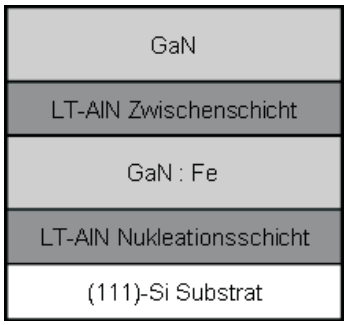


Abbildung 3.2: Schematischer Schichtaufbau des epitaktisch gewachsenen MOCVD-GaN´s auf Silizium-Substrat mittels LT-AlN Nukleationsschicht und LT-AlN Stressreduzierzwischenschicht.

Außerdem verhindert die Nukleationsschicht bei Verwendung eines Si-Substrates die Ausbildung einer Legierung zwischen Ga und Si („meltback etching“), die während des Wachstums bei hohen Temperaturen eine starke Ätzreaktion an Substrat und GaN-Schicht auslösen kann. Eine vorherige Abscheidung von wenigen Monolagen Aluminium kann außerdem eine Nitridisierung des Siliziums verhindern, so daß abrupte Si/AlN-Übergänge möglich werden [38]. Der Nukleationsschicht folgt eine in einer MOCVD bei ca. 1000°C gewachsene, einkristalline GaN-Schicht. Diese Puffer-Schicht kann Fe- ([39], [209]) oder C-dotiert ([212], [210], [211]) sein, um die natürliche n-Typ Hintergrunddotierung des GaN´s zu kompensieren und das Material elektrisch isolierend zu machen. So werden natürliche Hintergrunddotierungen des GaN´s von ca. 5 x 10^{16} cm^{-3} durch die Fe-Traps im unteren Bereich eines $2.5 \mu m$ dicken GaN-Puffers um eine Größenordnung reduziert [39]. C-dotierte GaN-Puffer führten zu AlGaN/GaN HFETs mit extrem hohen Source-Drain-Durchbruchspannungen von 1350V [212]. Um einkristalline GaN-Schichten in der MOCVD heteroepitaktisch wachsen zu können, die dicker als 1 μm sind, und um die Versetzungsdichte im GaN zu reduzieren, werden von A. Dadgar aus Prof. Krost´s Gruppe der Universität Magdeburg weitere ca. 12 nm [40] dicke AlN-

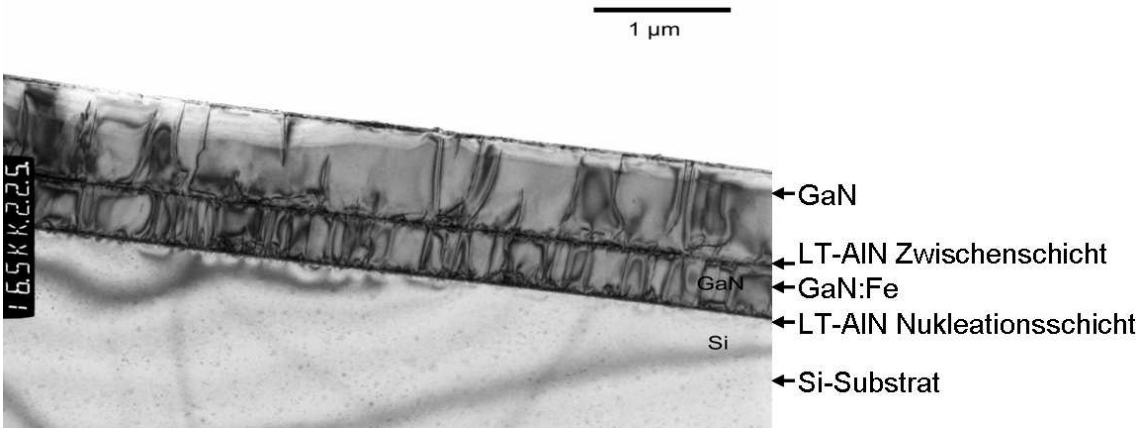


Abbildung 3.3: TEM-Aufnahme einer in dieser Arbeit verwendeten und mittels MOCVD an der Universität Magdeburg epitaktisch hergestellten GaN-Schicht auf Silizium-Substrat (F. Banhart, Sektion Elektronenmikroskopie, Universität Ulm).

Niedertemperatur-Stressreduzierzwischenschichten (LT-AlN-Layer) eingeführt (siehe TEM Aufnahme in Abbildung 3.3).

So können GaN-Schichten insbesondere auf Silizium realisiert werden, die Schichtdicken von mehr als 10 μm aufweisen [41]. Jedoch resultieren die eingeführten LT-AlN-Zwischenschichten in hohen Versetzungsdichten und in einer plastischen, konvexen Verformung des Silizium-Wafers. Aus dem Radius R der Waferverformung und den Dicken von Si-Substrat D_{Si} und der GaN-Schicht d_{GaN} sind sowohl der planare Stress σ_{11} als auch die Gitterdeformation ε_{11} des GaN´s errechenbar [37].

$$\sigma_{11} \approx \frac{E_{Si(111)} \cdot D_{Si}^2}{6 \cdot R \cdot (1 - 2 \cdot c_{13}/c_{33}) \cdot d_{GaN}} \tag{3.1}$$

$$\varepsilon_{11} = \frac{\sigma_{11}}{c_{11} + c_{12} - 2 \cdot c_{13}^2/c_{33}} \tag{3.2}$$

Hierbei sind $E_{Si(111)}$ das Elastizitätsmodul des Siliziums in der (111)-Ebene und c_{ij} sind Elastizitätskonstanten des GaN´s.

In Abbildung 3.4 ist der Einfluß der LT-AlN-Zwischenschichten zur Stresskompensation in einer 6 μm dicken GaN Schicht aufgetragen. Zu erkennen ist die Waferverformung, die mit der Dicke und Wachstumszeit des Wafers zunimmt. Si-Wafer mit einer hohen Dicke von 1 mm soll der Verformung entgegenwirken.

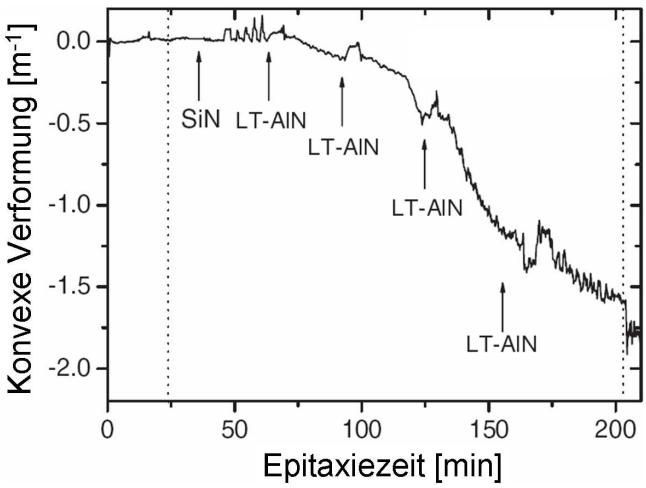


Abbildung 3.4: Wafer-Verformung während des Wachstums einer 6 μm dicken GaN-Schicht auf (111)-Si, in die LT-AlN-Zwischenschichten zur Stresskompensation eingefügt wurden [41].

3.3 Dotierung im GaN-Material

GaN-basierende Bauelemente hoher Leistungsfähigkeit und niedriger Parasitäten benötigen bei Raumtemperatur aktivierte, exakt einstellbare und reproduzierbare n- als auch p-Dotierungen. Insbesondere die in dieser Arbeit untersuchten GaN/ InGaN/ GaN HFET Strukturen benötigen exakt einstellbare Kompensationsdotierungen, die keinen Beitrag zu den polarisationsinduzierten Kanalladungen liefern sollen, sondern lediglich das parasitäre Ladungsträgergas des ambipolaren Kanals abschirmen sollen. Üblicherweise wird für die n-Dotierung des GaN´s Si verwendet [205], welches über metallorganische Verbindungen in Form von Silan (SiH_4), Disilan (Si_2H_6) oder Ditertiarybutylsilan [206] für das MOCVD Wachstum zur Verfügung steht. Mit 30meV unterhalb des Leitungsbandes des GaN´s sind die Si-Donatoren bei 300K bereits voll aktiviert und bilden somit eine zuverlässige n-Dotierung im GaN-Materialsystem.

Akzeptoren für GaN	Mg	C	Zn	Ca
Ionisierungsenergie [meV]	170	230	340	169

Tabelle 3.2: Mögliche GaN-Akzeptoren mit ihrer Ionisierungsenergie [116], [117].

P-leitfähige GaN-Schichten großer Leitfähigkeit, hoher Ladungsträgerdichte und voller Aktivierung bei Raumtemperatur, insbesondere für die Herstellung von p-Kompensationsschichten in GaN/InGaN/GaN HFET-Strukturen, sind durch das Nichtvorhandensein genügend flacher Akzeptoren hingegen schwierig zu realisieren. Mögliche Akzeptorkandidaten für GaN sind C, Zn, Ca und Mg, deren Ionisierungsenergien in Tabelle 3.2 angegeben sind. Durch die sehr hohen Aktivierungsenergien von Kohlenstoff und Zink und durch das Fehlen geeigneter Kalziumquellen für die MOCVD [28], hat sich Magnesium mit seiner von der Mg-Konzentration abhängigen Aktivierungsenergie von 110-220 meV [99], [118] in GaN etabliert (siehe Abbildung 3.5). Darüberhinaus ist die Mg-Aktivierungsenergie auch vom Ban-

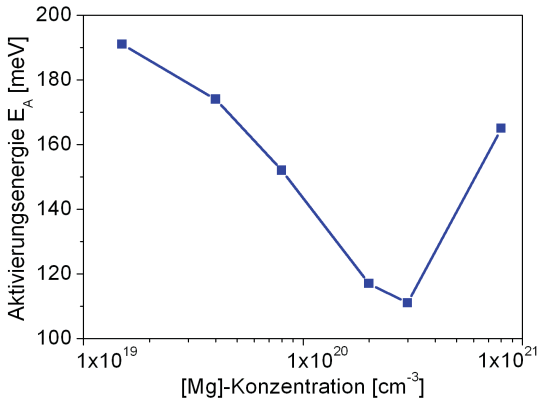


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Mg-Aktivierungsenergie in GaN von der ins GaN-Material eingebauten Mg-Konzentration (nach [99]).

dabstand des dotierten Materials abhängig. So wird E_A von Mg im InGaN mit kleinerem Bandabstand bzw. größerem Indiumgehalt kleiner und erreicht Werte von z.B. 82 meV für ein Indiumgehalt der InGaN-Schicht von 14% (siehe Abbildung 3.6) und über GaN zu AlGaN-Schichten mit wachsendem E_g werden die Aktivierungsenergien des Mg-Akzeptors immer größer [131]. Außerdem können in Gruppe-(III)-Nitride mit kleinerem Bandabstand höhere Löcherladungsträgerdichten erreicht werden [131], [98]. Charakteristisch für das p-GaN MOVPE Wachstum ist die sehr begrenzte Löslichkeit von Mg in GaN bei hohen Temperaturen, da im thermodynamischen Gleichgewicht die Bildungsenergie von ionisiertem Mg gegenüber den neutralen Mg-H-Komplexen [112], deren Bildungsenergie über die Temperatur konstant bleibt, bei hohen Wachstumstemperaturen stark verringert ist, so daß der Einbau von Mg-H-Komplexen in GaN energetisch günstiger ist

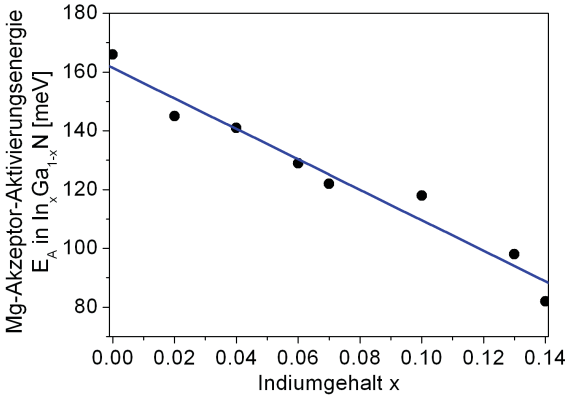


Abbildung 3.6: Mg-Akzeptor-Aktivierungsenergie E_A in Abhängigkeit des Indiumgehaltes einer $In_xGa_{1-x}N$-Schicht bei einer Mg-Konzentration von $3 * 10^{19}\ cm^{-3}$ (nach [131], [98]).

[113]. Daraus resultiert ein höhere Maximalkonzentration von Mg-H-Komplexen gegenüber der Mg-Maximalkonzentration im GaN-Material im thermodynamischen Gleichgewicht (siehe Abbildung 3.7). Durch den gleichzeitigen Einbau von Magnesium und Wasserstoff im MOVPE-Wachstumsprozess werden sowohl Akzeptoren als auch Donatoren ins GaN integriert, da im p-GaN das H^+-Ion als Donator fungiert, der den Akzeptor Mg kompensiert [114]. Während der Abkühlphase verbinden sich Magnesium und Wasserstoff zu einem elektrisch neutralem Mg-H-Komplex [119], so daß durch Wasserstoff passiviertes Mg-GaN isolierend ist. Durch eine Aktivierung der so gewachsenen p-GaN-Schicht über eine thermische Behandlung kann der Mg-H-Komplex aufgebrochen und der Wasserstoff durch seinen geringen Atomradius leicht aus dem Material in einer Stickstoffumgebung herausdiffundiert werden [28]. Zur Komplexbrechung, die eine Bindungsenergie von 0,7 eV besitzt, ist eine Dissoziationsenergie von 1,5 eV nötig [113], so daß bei der thermischen Aktivierung eine Temperatur von ca. 800°C über 10 Minuten in einer Stickstoffatmosphäre des RTAs verwendet wird [121], [120]. Grund für die hohe Temperatur ist, daß neben des Komplexaufbruches der Wasserstoff aus dem GaN-Material herausdiffundiert werden muß, wobei Diffusionsprozesse temperaturabhängig sind und die Wasserstoffentfernung die Überwindung des Oberflächenpotentials des GaN´s verlangt. Thermischer Stress des Materials, der sich aus dem Produkt von Tempertemperatur und Temperzeit ergibt, kann durch Zwei-Schritt-Temperprozesse verringert werden [122], [120]. Zu hohe Aktivierungs-Temperaturen hingegen würden

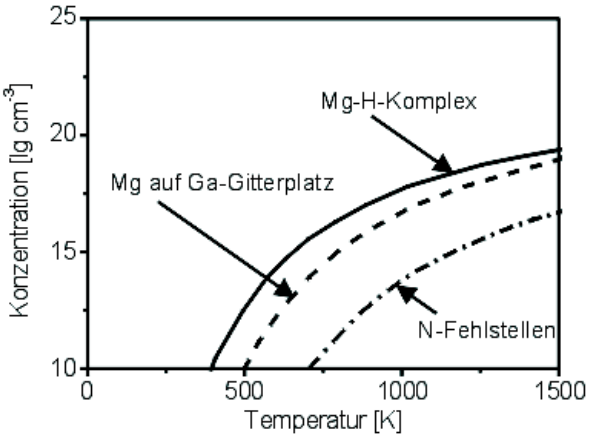


Abbildung 3.7: Maximal möglicher Einbau von atomaren Magnesium im Vergleich zum Magnesium-Wasserstoff-Komplex in GaN nach [113].

jedoch die Bildung von Stickstofffehlstellen durch Stickstoffausdiffusion insbesondere im Oberflächenbereich begünstigen, die eine n-Typ Dotierung mit einer Donator-Aktivierungsenergie von 30 meV bewirken [75] und das p-GaN wiederum elektrisch kompensieren könnten. Konzepte zur Verhinderung der Stickstoffausdiffusion sind u.a. eine SiO_2-Schutzschicht und eine Aktivierung in einer Stickstoff-Überdruckumgebung [123] bzw. ist die Verhinderung von Stickstofffehlstellen durch Aktivierung bei niedrigen Temperaturen. Dazu ist vor allem eine Verminderung des Oberflächenpotentials, dessen Energie aufgebracht werden muß, damit der Wasserstoff aus dem Material entweichen kann, notwendig. Dafür ersetzt man die Stickstoffaktivierungsumgebung mit einer Sauerstoffatmosphäre [124], [125] oder es wird die Oberfläche des GaN´s durch eine Nickelschicht bedeckt [126]. Ein weiters Konzept zur Mg-Akzeptor-Aktivierung ist die Neutralisierung des freigewordenen H^+-Ions nach dem Mg-H-Komplex-Aufbruch. Hierzu werden die Wasserstoffionen mittels injizierter Elektronen durch UV-Bestrahlung [127] oder über elektrische Kontakte [128] neutralisiert, so daß sie keine Verbindung mit den Mg-Akzeptoren mehr eingehen können. Durch den Aktivierungsprozess und insbesondere durch die hohe Mg-Akzeptor-Aktivierungsenergie können jedoch nur etwa 0,4% [28] des eingebauten Magnesiums aktiviert und bei Raumtemperatur ionisiert werden, so daß bei einem [Mg]-Einbau von $5*10^{19}\ cm^{-3}$ freie Löcherladungsträgerdichten (p = ionisierte Akzeptoren N_A^- - ionisierte Donatoren N_D^+) von lediglich ca. $2*10^{17}\ cm^{-3}$ [129] erreicht werden können. Der durch die hohe Mg-Akzeptor-Aktivierungsenergie E_A entstehende Unterschied zwischen ionisierten Akzeptorkonzentrationen N_A^- und nicht io-

nisierten Akzeptorkonzentrationen N_A bei Raumtemperatur ist entsprechend groß und kann über Gleichung 3.3 für den Störstellenreservebereich, d.h. in dem Bereich, in dem nur ein Teil der Störstellen bzw. Akzeptoren ionisiert ist, bestimmt werden [28]:

$$N_A^- \approx \sqrt{\frac{N_A N_V}{g}} e^{-\frac{E_A}{2k_B T}} \tag{3.3}$$

aus Gl. 3.4 [130], [98] mit dem Entartungsfaktor g=2 für Akzeptoren, der Donatorkonzentration N_D und der Löcherkonzentration p

$$\frac{p(p+N_D)}{N_A - N_D - p} = \frac{N_V}{g} e^{-\frac{E_A}{k_B T}} \tag{3.4}$$

mit der effektiven Zustandsdichte N_V im Valenzband

$$N_V = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_h^* k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad . \tag{3.5}$$

Darüberhinaus muß die p-Dotierung die durch Stickstofffehlstellen und Versetzungen entstandene n-Hintergrunddotierung von ca. $2 * 10^{16}\ cm^{-3}$ [132] des GaN-Materials kompensieren und erst bei Überkompensation ist eine p-Leitfähigkeit erkennbar. Zu hohe Magnesiumkonzentrationen von über $10^{20}\ cm^{-3}$ im GaN-Material führen wiederum durch Selbstkompensation und stark verminderter Kristallqualität zu n-leitendem Material [133], so daß die Ladungsträgerdichte im p-GaN durch einen erhöhten Mg-Einbau nicht gesteigert werden kann. Darüberhinaus führt ein erhöhter Mg-Fluß während des MOVPE-Wachstums zu einer sinkenden Löcherkonzentration und p-Leitfähigkeit [28], so daß neben der Mg-Passivierung durch Wasserstoff auch Selbstkompensationsmechanismen die Mg-Aktivierung limitieren [134].

4 Grundlegende GaN-basierende Bauelemente

4.1 Balken-Sensorstrukturen ohne polares Halbleitermaterial

Wirkungsmechanismen herkömmlicher elektromechanischer Balken-Sensorstrukturen ohne polare Halbleitereigenschaften beruhen auf dem piezoresistivem Effekt bei Ver-

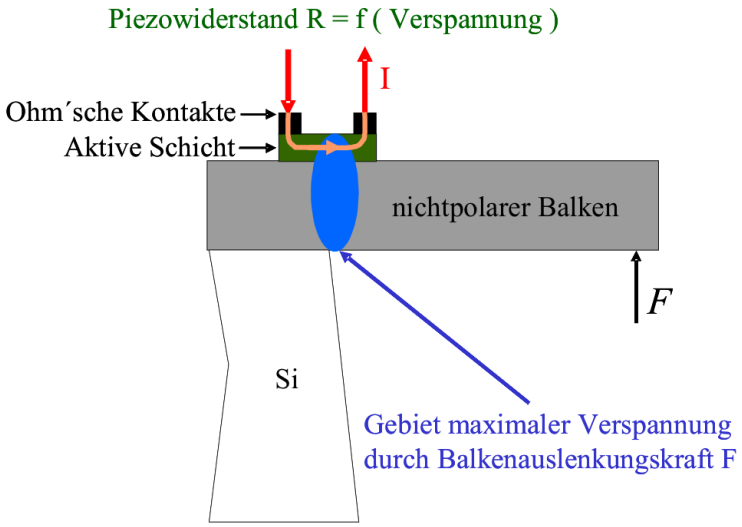


Abbildung 4.1: Herkömmliche unpolare Balkensensorstruktur mit nur einem Strompfad innerhalb des aktiven Gebietes des durch eine Balkenverbiegung zu modulierenden Piezowiderstandes R=f(Verspannung). Dabei kann die aktive Schicht aus einer Metallisierung, einem nichtpolaren Halbleiter oder einer Piezokeramik bestehen.

wendung von Metall- und unpolaren Halbleiter-Piezowiderständen oder auf einem

piezoelektrischen Effekt durch den Einsatz von Piezo-Keramiken. Der Piezowiderstand befindet sich zumeist auf dem Balkenaufhängungspunkt, da dieser Balkenbereich die größte Verspannung durch eine äußere Krafteinwirkung, die zu einer Balkenauslenkung führt, aufweist (siehe Abbildung 4.1). Piezoresistive Sensoren verändern bei einer mechanischen Verspannung des Piezowiderstandes ihren elektrischen Widerstand. So führt mechanischer Stress in Metall-Piezowiderständen zu einer Geometrieänderung, die z.B. bei einer Dehnung des Piezowiderstandes aus einer längeren Metallbahn und einem kleineren Metallquerschnitt resultiert. Diese kostengünstige Sensorstruktur besitzt jedoch die kleinste elektromechanische Empfindlichkeit k. Eine wesentlich höhere Sensorempfindlichkeit kann durch den Einsatz von Halbleitermaterialien, z.B. Si erreicht werden. Der hier dominante wirksame piezoresistive Effekt liegt in der Umverteilung von Ladungsträgern in benachbarte Ladungsträgerminimas mit unterschiedlicher Bandkrümmung und effektiven Ladungsträgermassen, die zu einer Veränderung der Ladungsträgermobilität und damit einer Widerstandsänderung durch eine mechanische Verspannung führen kann. Piezo-Keramiksensoren hingegen nutzen den piezoelektrischen Effekt, der im Gegensatz zum piezoresistivem Effekt eine Modulation von elektrischen Ladungen durch mechanischen Stress beinhaltet und somit Spannungen generieren kann. Der Strompfad der zu messenden Stromänderung im Piezowiderstand befindet sich in herkömmlichen Balkenstrukturen im aktiven Gebiet des Piezowiderstandes. Verwendet man als Balkenmaterial das polare GaN, kann ein zusätzlicher Strompfad im GaN-Volumenmaterial parallel zum Strompfad im aktiven Gebiet des Piezowiderstandes entstehen und dem piezoresistiven Verhalten des Sensors eine zusätzliche piezoelektrische Komponente hinzufügen, wie in den folgenden Kapiteln näher beschrieben wird.

4.2 GaN-basierende Balken- und Membranstrukturen auf (111)-Si-Substrat

Untersuchungen verschiedener Piezoeffekte in GaN-Sensorstrukturen wurden in früheren Arbeiten bereits durchgeführt [81]-[83], jedoch konnten nur sehr wenige Ergebnisse von GaN-Balkenstruktur- bzw. GaN-Kraftsensor-Messungen veröffentlicht werden [84]-[87], was darauf zurückzuführen ist, daß es nur sehr schwierig war, freistehende Balken- und Membranstrukturen auf den Substraten Saphir [54], SiC [88], Si [89] und $LiNbO_3$ [90] herzustellen. In dieser Arbeit wurden die für die Sensorik-Bauelemente notwendigen GaN-Schichten an der Universität Magdeburg von Dr.

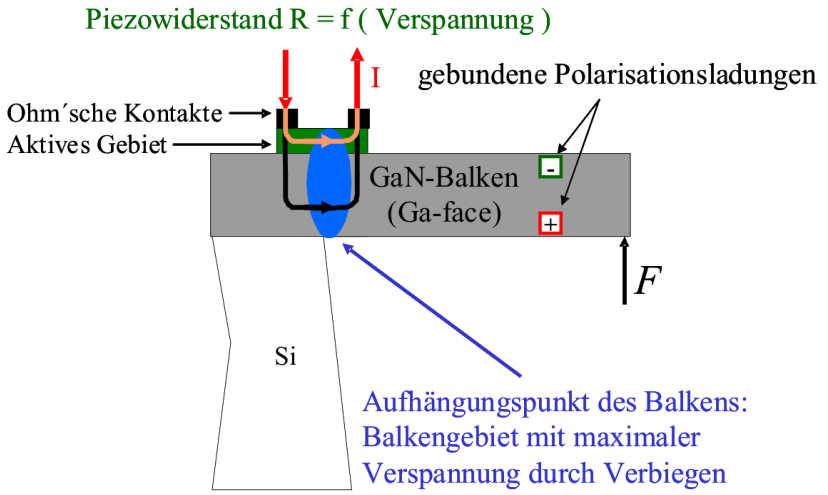


Abbildung 4.2: Zur elektromechanischen Charakterisierung des GaN´s wird ein Piezo-Widerstand bzw. eine HEMT-Struktur am Aufhängungspunkt des Balkens, an dem die größten Biege-Verspannungen zu erwarten sind, lithographisch realisiert. Der Strompfad des verspannungsabhängigen Piezo-Widerstandes verläuft dabei sowohl im aktiven Gebiet, vergleichbar zu herkömmlichen Kraftsensoren, als auch im Balkengebiet selbst, da der GaN-Balken ein halbleitendes polares Material ist. Bei einem unverspannten GaN-Balken entstehen durch die spontane Polarisation des Materials an den Oberflächen gebundene Polarisationsladungen, die zu einem Polarisationsfeld im Material führen, welches durch freie Ladungen an der Oberfläche kompensiert wird.

A. Dadgar und Prof. A. Krost mittels einer MOCVD auf (111)-Si-Substrat epitaktisch gewachsen [38], so daß das GaN-Material vom Silizium durch herkömmliche Silizium-Technologien, insbesondere durch trockenchemische Plasmaätzverfahren in einem Vorderseiten bzw. Rückseitenprozeß separiert werden kann. Elektromechanische Messungen an GaN-basierenden freistehenden Balkenstrukturen werden durch Piezo-Widerstands- als auch HEMT-Strukturen ermöglicht, die am Balkenaufhängungspunkt des Balkens technologisch realisiert werden (siehe Abbildung 4.2). Für die Messungen werden die GaN-Balken über einen Schrittmotor definiert mit einer Nadel am Balkenende vertikal ausgelenkt und die dadurch entstehenden Änderungen des elektrischen Verhaltens des polaren Balkenmaterials an

den Widerstands- und HEMT-Strukturen gemessen. Die durch elektromechanische Messungen verursachte Piezo-Antwort des Materials findet seine Grundlage in dem sowohl piezoresistivem als auch piezoelektrischem Verhalten des GaN´s, so daß, im Vergleich zu früher verwendeten Piezokeramiken, die nicht halbleitend sind, zusätzliche Effekte zur Piezo-Antwort beitragen müssen. So generiert das Verbiegen des GaN-Balkens durch äußere Kraftausübung einer schrittmotorgesteuerten Nadel einen vertikalen Verspannungsgradienten im Balken-Material, welches wiederum eine Polarisationsdotierung induziert, deren Herkunft sehr vergleichbar mit der Polarisationsdotierung eines AlGaN-Gradienten ist [91]. So führt z.B. das Aufwärts-

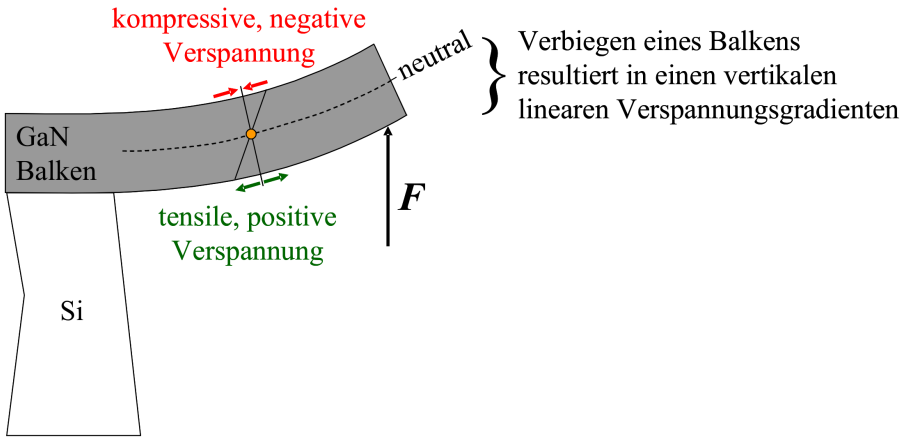


Abbildung 4.3: Das Aufwärts-Verbiegen eines Balkens durch eine äußere Kraft F resultiert in einer kompressiv verspannten Balkenoberseite und einer tensil verspannten Balkenunterseite mit einem in vertikaler c-Achsenrichtung linearen Verspannungsgradienten, deren Verspannung in der Mitte des Balkens in der neutralen Schicht Null ist.

Biegen eines Balkens zu einem Verspannungsgradienten mit maximal gestauchter Balkenoberseite und maximal gedehnter Balkenunterseite (siehe Abbildung 4.3), der nach Gl. 2.18, die eine Proportionalität zwischen Polarisation und Verspannung aufzeigt, wiederum zu einem vertikalen Polarisationsgradienten führt (siehe Abbildung 4.4). Aus der Elektrostatik nach Gl. 2.19 und der Einschränkung eines vertikalen Gradienten entlang der z-Achse führt eine sich über den Ort ändernde Polarisation P_z zu einer gebundenen Volumenladungsdichte $\rho_{ortsfest}$:

$$-\frac{d}{dz}P_z = \rho_{ortsfest} \quad . \tag{4.1}$$

Erklärbar wird dieses Phänomen durch die mikroskopische Betrachtung des polaren Kristalls, der durch viele einzelne Dipole seine makroskopische spontane Polarisation erhält. Die Dichte dieser einzelnen Dipole entspricht dabei dem Absolutbetrag der Polarisation. Bei einer konstanten Polarisation im Volumenkristall findet jedes einzelne Dipolende im Material einen Nachbardipol mit entgegengesetzt geladenem Dipolende, lediglich an den Oberflächen nicht. Im Gegensatz dazu existiert für die einzelnen Dipole in einem Kristall mit vertikal ortsabhängiger Polarisation keine entsprechende Anzahl an Nachbardipole, so daß die Dipole ohne Nachbar eine Polarisationsladung im Volumen des Kristalls bilden [93] (vergleiche mit Gradientenstrukturen in Abb. 2.19). Analog bilden sich bei Polarisationssprüngen,

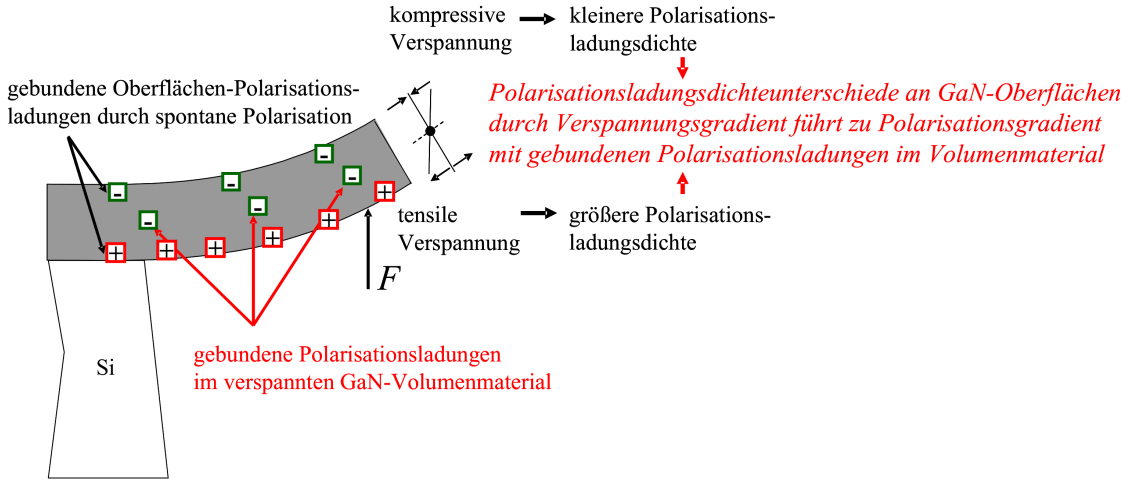


Abbildung 4.4: Das Verbiegen eines polaren GaN-Balkens führt zu einem Verspannungsgradienten im Material, der an den GaN-Oberflächen Polarisationsladungsdichteunterschiede verursacht, die zu einem Polarisationsgradienten und gebundenen Polarisationsladungen im Volumenmaterial des GaN-Balkens führen.

insbesondere an Grenzflächen unterschiedlich polarisierter Materialien gebundene Flächenladungen aus, die der Polarisationsdifferenz entsprechen. Ausgehend von der Bedingung, daß im GaN-Volumenmaterial keine makroskopischen elektrischen Felder existieren [1], müssen die durch die ortsgebundenen Polarisationsladungen induzierten Polarisationsfelder durch frei bewegliche Spiegelladungen neutralisiert werden. Diese durch die Polarisationsfelder induzierten freien Ladungen resultieren in einer Polarisationsdotierung des polaren Halbleitermaterials (siehe Abbildung 4.5). Speziell für Ga-face Material resultiert das Aufwärts-Biegen des GaN-Balkens

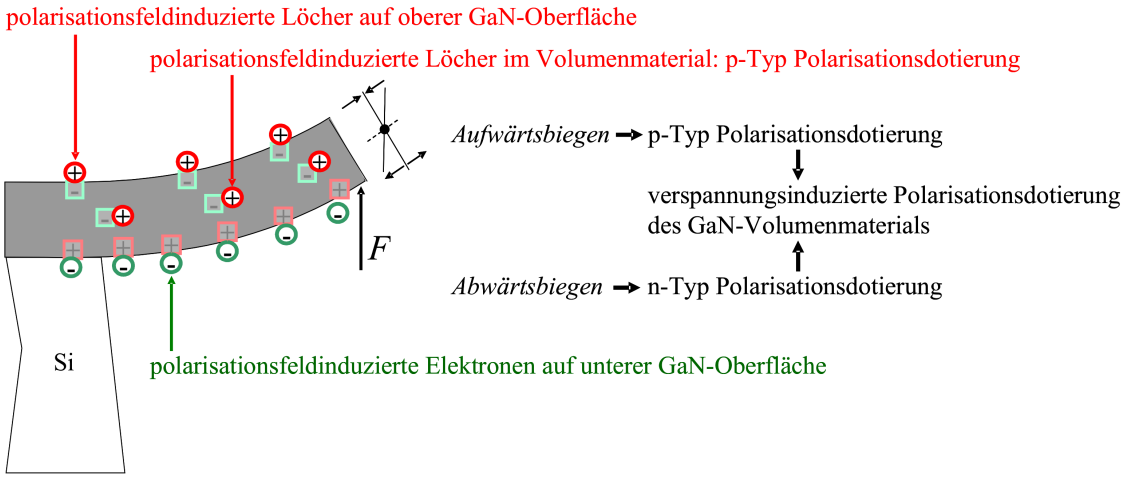


Abbildung 4.5: Das Verbiegen des polaren GaN-Balkens resultiert in einem Polarisationsgradienten, dessen Polarisationsfeld zu frei beweglichen Oberflächenladungen als auch zu einer verspannungsinduzierten frei beweglichen Polarisationsdotierung im GaN-Volumenmaterial führt.

in einer p-Typ Volumenmaterialpolarisationsdotierung, dagegen erfährt das Balkenvolumenmaterial durch ein Abwärts-Biegen einen n-Typ Charakter. So führen elektromechanische Messungen, insbesondere das Aufwärtsbiegen, an einem GaN-Balken mit einem am Aufhängungspunkt des Balkens technologisch realisierten n-Kanal Piezowiderstand zu einer Verarmung des Elektronenkanals und zu einem sinkenden Absolutstrom. Eine Abwärtsbiegung des Balkens resultiert hingegen in einem parallelen Elektronenkanal im GaN-Volumenmaterial des Balkens und demzufolge zu einem steigenden Absolutstrom (siehe Abbildung 4.6).

Ein weiterer Effekt, der zur Piezo-Antwort des GaN-Balkens beiträgt, ist die Ladungsträgerumverteilung in benachbarte Leitungsbandminima bzw. Valenzbandmaxima, so daß die Ladungsträger ihre effektive Masse und somit ihre Ladungsträgerbeweglichkeit verändern [92].

Darüberhinaus wird in einer GaN-Heterostruktur über das Verbiegen des Balkens die Ladungsträgerdichte des 2DEGs bzw. 2DHGs, welches an der Heterogrenzfläche der Heterostruktur induziert wird, moduliert. Dabei führt das Aufwärtsbiegen eines GaN-Balkens mit einem 2DEG-Kanal AlGaN/GaN HEMT am Aufhängungspunkt des Balkens zu einer Verminderung der Heterogrenzflächenverspannung als auch zu einer Verarmung des 2DEGs durch positive Volumenpolarisationsladungen. Dies

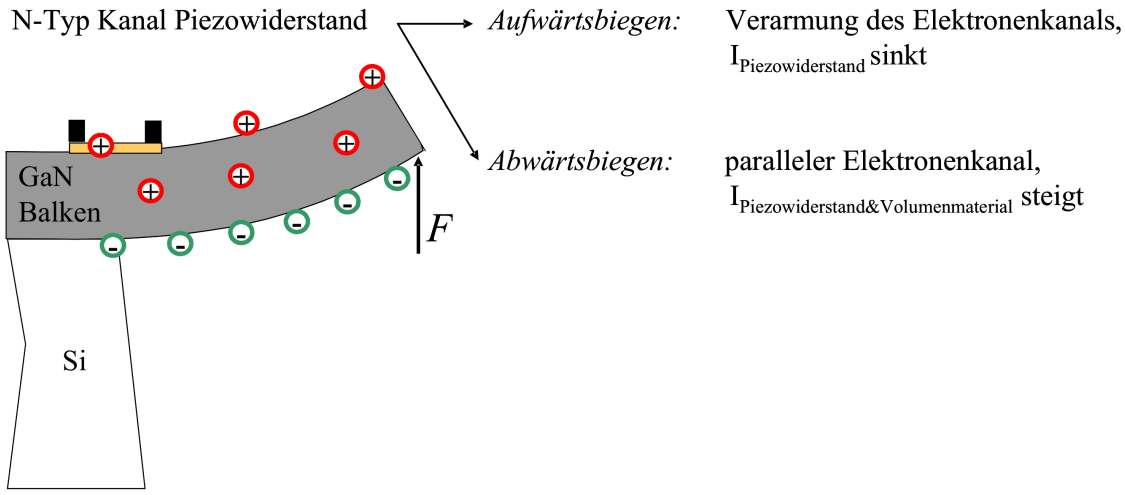


Abbildung 4.6: Elektromechanische Messungen am GaN-Balken mit n-Kanal Piezowiderstand am Balkenaufhängungspunkt führen bei Aufwärtsbiegung zu einer Verarmung des Elektronenkanals und zu einem sinkenden Absolutstrom. Eine Abwärtsbiegung hingegen resultiert in einem parallelen Elektronenkanal im GaN-Volumenmaterial des Balkens und zu einem steigenden Absolutstrom.

resultiert zu kleineren Absolutströmen, wobei durch das Gate der HFET-Kanal moduliert werden kann, so das die Betriebsart des Transistors als auch Betriebsbereiche in der Nähe von Pinch-off oder aufgesteuertem Transistor gewählt werden können. Durch eine Abwärtsbiegung der AlGaN/GaN-Struktur wird hingegen die Heterogrenzflächenverspannung erhöht, so daß höhere Polarisationsladungsdichten zu erwarten sind. Außerdem entsteht ein paralleler Strompfad durch das GaN-Volumenmaterial und der so gemessene Absolutstrom ist größer (siehe Abbildung 4.7).

Weitere Effekte können zur Leitfähigkeitsänderung des Materials beitragen und erschweren die Interpretation der Messungen. Geometrieänderungen durch das Verbiegen des Balkens werden nur sehr geringfügig die Meßergebnisse beeinflussen, so daß sie zu vernachlässigen sind, jedoch sind bei einer Dehnung eines Materialstückes eine größere Länge und eine verringerte Querschnittsfläche zu erwarten, so daß sich die Leitfähigkeit des Materials geringfügig verringern sollte.
Einen weit größeren Effekt zur Leitfähigkeitsänderung des Balkens durch Verbiegen

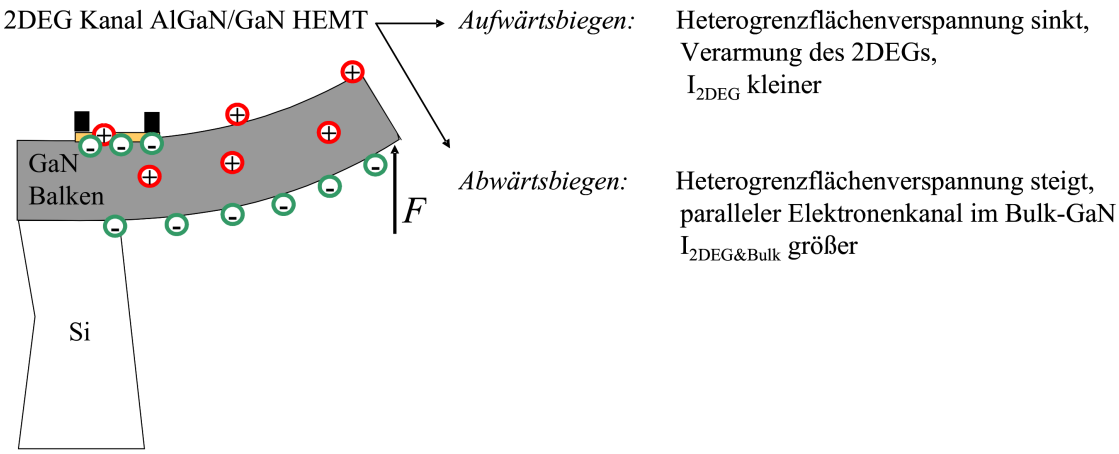


Abbildung 4.7: Ein GaN-Balken mit 2DEG-Kanal AlGaN/GaN HEMT am Balkenaufhängungspunkt führt bei einer elektromechanischen Charakterisierung durch Aufwärtsbiegung zu einer Verminderung der Heterogrenzflächenverspannung, zu einer Verarmung des 2DEGs durch Volumenpolarisationsladungen und zu kleineren Absolutströmen. Durch eine Abwärtsbiegung wird die Heterogrenzflächenverspannung hingegen erhöht, ein paralleler Strompfad durch das GaN-Volumenmaterial entsteht und der Absolutstrom ist höher.

verursachen hingegen die Eigenschaften des verwendeten GaN-Puffers, der neben dem GaN-Material Niedertemperatur-AlN Nukleations- und Stressreduzierschichten als auch Fe-Dotierungen zur Kompensation der Hintergrunddotierung beinhaltet.

4.3 InGaN/GaN-basierende p-Kanal HFETs

Polarisationsinduzierte „High Electron Mobility“ Transistoren (HFETs), insbesondere AlGaN/GaN, GaN/InGaN/GaN und InAlN/GaN Heterostrukturen, sind durch ihre große Sättigungsgeschwindigkeit, Durchbruchfeldstärke als auch thermischen Stabilität attraktive Kandidaten für Mikrowellenleistungsbauelemente [94], [95]. So werden mit n-Typ AlGaN/GaN-HFETs bereits Leistungsdichten von über 30 W/mm [16] und Ausgangsleistungen von über 200 W [17] mit 2DEG-Ladungsträgerdichten von ca. $1 * 10^{13}\ cm^{-2}$ erreicht. Neueste Untersuchungen an InAlN/GaN-Heterostrukturen lassen Transistoren mit geringer Dispersion und hohen Ausgangs-

leistungen und -strömen (ca. 3 A/mm) erwarten, die gleichzeitig eine Temperaturstabilität bis über 1000°C aufweisen [96]. Jedoch konnten entsprechende Leistungsdaten mit p-Kanal HFETs noch nicht erreicht werden, so daß sich diese Arbeit ausschließlich auf p-Kanal Strukturen konzentrieren wird. GaN/InGaN/GaN-Strukturen zeichnen sich besonders durch eine geringe Großsignaldispersion aus (siehe [43]) und scheinen sich neben den InAlN/GaN-Strukturen ganz besonders für p-Kanal HFETs zu eignen, so daß in dieser Arbeit diese InGaN-basierenden Heterostrukturen für den Nachweis von 2DHG-Kanälen genutzt werden sollen. Ausgangspunkt für die Entwicklung von GaN-basierenden p-Kanal HFET Strukturen ist die Schwierigkeit, das GaN-Material mit geeigneten Akzeptoren p-leitfähig zu machen. Üblicherweise wird Magnesium verwendet, jedoch wird es durch die von der Bandlücke des Materials abhängige hohe Akzeptor-Aktivierungsenergie von 170 meV in GaN bzw. 80 meV in $In_{0.15}Ga_{0.85}N$ [98] bei Raumtemperatur mit etwa $2 * 10^{17}$ cm^{-3} nur unvollständig aktiviert bzw. die Akzeptoren „frieren aus“ [99]. Ein dadurch entstehender, durch Defekte dominierender Ladungsträgertransport resultiert in Löcherbeweglichkeiten im GaN-Volumenmaterial von lediglich 6-12 cm^2/Vs [100], [101]. Im Vergleich dazu besitzen Elektronen im Bulk-GaN-Material Beweglichkeiten von ca. 600 cm^2/Vs, so daß die Löcherbeweglichkeit ganze zwei Größenordnungen kleiner gegenüber der Elektronenbeweglichkeit im GaN-Volumenmaterial ist. Jedoch ist die Löchermasse im GaN lediglich viermal größer als die Masse der Elektronen, so daß im Fall eines zweidimensionalen Ladungsträgergases von GaN-Heterostrukturen, bei dem die 2DEG-Beweglichkeit bei ca. 1600 cm^2/Vs liegt, zumindest 2DHG-Beweglichkeiten von 400 cm^2/Vs bei voller Aktivierung zu erwarten sind. Theoretische Berechnungen versprechen Tieftemperatur-2DHG-Beweglichkeiten von 10^4 cm^2/Vs bei Ladungsträgerdichten von 10^{12} cm^{-2} an einem GaN/AlGaN-Heteroübergang [102], [100]. Deshalb erscheinen p-Kanal HFETs mit einem zweidimensionalen Löchergas überaus attraktiv, wobei u.a. GaN/AlGaN [104]-[107] als auch InGaN/GaN [108] oder InAlN/GaN Heterostrukturen geeignete Alternativen darstellen.

Das Design der Heterostrukturen, insbesondere deren Schichtfolge und Dicke, ist so zu wählen, daß ein ambipolarer Kanal vermieden wird und Ladungsträgerdichten von ca. 10^{13} cm^{-2} an den Heterogrenzflächen erreicht werden, um einen ausreichend hohen Ausgangsstrom der HFETs zu erreichen. Zu große Ladungsträgerdichten würden hingegen eine Steuerbarkeit des Transistors über das Gate verhindern. Erste P-Kanal HFETs werden ohnehin durch Streumechanismen, einer n-Hintergrunddotierung und fehlender p-Heterogrenzflächenoptimierung nur geringe Ausgangsströme aufweisen können. In einer GaN/InGaN/GaN-Heterostruktur werden sowohl an der oberen n-Heterogrenzfläche als auch an der unteren p-Grenzfläche

gleiche Ladungsträgerdichten verschiedenen Vorzeichens erwartet, deren Betrag durch die piezoinduzierte Grenzflächenladung als auch durch den Leitungs- bzw. Valenzbandverlauf bestimmt ist. Eine Verkopplung von Ladungsträgerverteilung und Bandverlauf in Poisson- und Schrödingergleichung erfordert eine selbstkonsistente Lösung [1], [43]. Darin werden zur Vereinfachung die gebundenen Grenzflächenladungen als Delta-Dotierungsprofile implementiert, so daß numerische Betrachtungen lediglich eine Idee für das optimale Design von polaren HFET-Strukturen liefern können [43]. Die freie Ladungsträgerkonzentration n_S an $Al_xGa_{1-x}N$/GaN-, $In_xGa_{1-x}N$/GaN- und $In_xAl_{1-x}N$/GaN-Grenzflächen kann näherungsweise durch Gl. 4.2 mit Einbezug der gebundenen Grenzflächenladungen σ berechnet werden [43], [109]-[111]:

$$n_S(x) = \frac{\pm\sigma}{q} - \left(\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r(x)}{d_{(AlIn)GaN}q^2}\right)(q\Phi_b(x) + E_F(x) - \triangle E_C(x)) \qquad , \qquad (4.2)$$

wobei $d_{(AlIn)GaN}$ die Dicke der ternären Schicht, $E_F(x)$ das Ferminiveau in Bezug zum GaN-Leitungsband, $\varepsilon_r(x)$ die relative, vom Al- bzw. In-Gehalt x abhängige Dielektrizitätszahl, $q\Phi_b(x)$ das Oberflächenpotential und $\triangle E_C(x)$ die Leitungsbanddiskontinuität der Heterogrenzfläche ist. Das Vorzeichen der gebundenen Grenzflächenladungen σ hängt dabei von der gewählten Heterostruktur ab, die zu positiv gebundenen Grenzflächenladungen (wähle $+\sigma$) an AlGaN/GaN Heterostrukturen für Ga-face Material und zu negativ gebundenen Grenzflächenladungen (wähle -σ) an InGaN/GaN Grenzflächen führt. In Gleichung 4.2 wurden nur die durch den Polarisationssprung an der Grenzfläche entstehenden gebundenen Grenzflächenladungen berücksichtigt, die zu entgegengesetzt geladenen, frei beweglichen Spiegelladungen führen. Weitere Kompensationsladungen entstehen durch spontane und piezoelektrische Polarisation an der Ober- und Rückseite des polaren Materials, so daß das interne Polarisationsfeld kompensiert und damit der Kristall makroskopisch elektrisch neutral wird.

Weitere HFET-Struktur Betrachtungen sollen sich auf die in dieser Arbeit verwendete InGaN/GaN Heterostuktur, die an ihrer Grenzfläche frei bewegliche Löcherladungen ausbildet, konzentrieren.

Durch lineare Interpolation kann die von x abhängige relative Dielektrizitätszahl berechnet werden. Das Oberflächenpotential kann für einen in der GaN-Technologie verwendeten Ni-Schottky-Kontakt auf GaN mit 0,84 eV [27] angenommen werden (siehe auch Kapitel „Schottkydiode für GaN-basierende Heterostrukturen“). Das

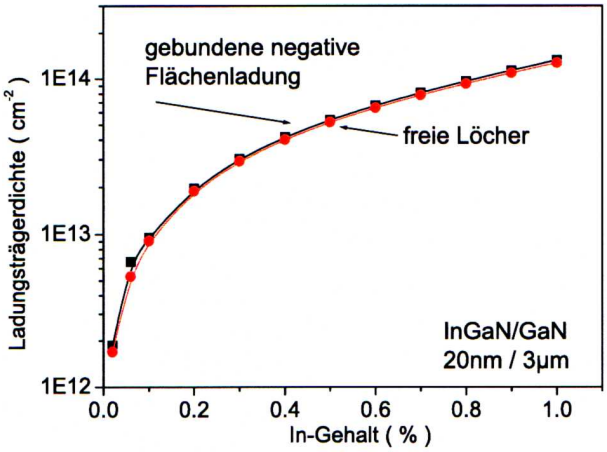


Abbildung 4.8: Darstellung der frei beweglichen Löcherkompensationsladungsträgerdichte der InGaN/GaN-Grenzfläche mit der gebundenen negativen Grenzflächenladung nach Gl. 4.2. Dabei wurden die durch spontane und piezoelektrische Polarisation entstehenden Oberflächenspiegelladungen nicht berücksichtigt, die mit den frei beweglichen Grenzflächenspiegelladungen das interne elektrische Polarisationsfeld des polaren Materials makroskopisch kompensieren [43].

Ferminiveau kann über Gl. 4.3 ermittelt werden [43]:

$$E_F(x) = \left(\frac{9\pi\hbar q^2}{8\varepsilon_0\sqrt{8m^*(x)}} \frac{n_S(x)}{\varepsilon_r(x)} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*(x)m_0} n_S(x) \tag{4.3}$$

mit $m^*(GaN) = 0,20m_0$, $m^*(InN) = 0,11m_0$ [43] bzw. für $In_xGa_{1-x}N$

$$m^*_{InGaN}(x) = -0,09x + 0,2 \quad . \tag{4.4}$$

Die Leitungsbanddiskontinuität berechnet sich für eine $In_xGa_{1-x}N$/GaN-Struktur (Valenzbanddiskontinuität einer $In_xGa_{1-x}N$/GaN-Struktur beträgt etwa 0.85x für $x \leq 26\%$ [115]) aus

$$\triangle E_{C-InGaN/GaN}(x) = 0,48(E_g(0) - E_g(x)) = q|\chi_{GaN} - \chi_{InGaN}(x)| \tag{4.5}$$

mit den Austrittsarbeiten [43] $q\chi_{GaN} = 4,1eV$ und $q\chi_{InN} = 4,83eV$ bzw.

$$q\chi_{InGaN}(x) = 0,73x + 4,1 \quad . \tag{4.6}$$

Nach Einsetzen aller Werte in Gleichung 4.2 ergibt sich eine analytisch berechenbare, von der In-Konzentration abhängige Ladungsträgerdichte $n_S(x)$ am Heteroübergang in der Form [43]:

$$\alpha(x)n_S(x)^{\frac{2}{3}} + \beta(x)n_S(x) - \gamma(x) = 0 \qquad . \tag{4.7}$$

In Abbildung 4.8 sind die vom In-Gehalt abhängigen Ladungsträgerdichten von den freien Kompensationsladungen aus InGaN/GaN-Strukturen und die gebundenen Grenzflächenladungen entgegengesetzten Vorzeichens dargestellt [43]. Die dabei angenommene ternäre Schichtdicke, die nach Gl. 4.2 ebenfalls die Ladungsträgerdichte beeinflussen kann, beträgt hier 20 nm.

Nach einem vereinfachten analytischen Modell nach [187] und [188], welches die Polarisationsladungen des InGaN/GaN-basierenden HFETs berücksichtigt, kann näherungsweise eine zweidimensionale Grenzflächenladungsträgerdichte n_S von

$$n_S \approx \frac{\varepsilon_{InGaN}(U_{GS} - U_{th})}{qd_{InGaN}} \tag{4.8}$$

angenommen werden. Darin sind ε_{InGaN} and d_{InGaN} die Dielektrizitätszahl und Dicke der InGaN Deckschicht, U_{GS} die Gatespannung und U_{th} die Schwellspannung. Der Sättigungsstrom $I_{DS,sat}$ des InGaN/GaN HFETs kann über

$$I_{DS,sat} = \frac{\beta V_s^2 \sqrt{1 + 2\beta R_S U_{GS}^* + \frac{U_{GS}^{*2}}{V_s^2}} - (1 + \beta R_S U_{GS}^*)}{(1 - \beta R_S^2 V_s^2)} \qquad , \tag{4.9}$$

$$U_{GS}^* = U_{GS} - \frac{qd_{InGaN}P_{total}}{\varepsilon_{InGaN}} \qquad , \tag{4.10}$$

$$V_s = \frac{v_s L}{\mu} \qquad , \tag{4.11}$$

$$\beta = \frac{\varepsilon_{InGaN}\mu W_{gate}}{d_{InGaN}L_{gate}} \tag{4.12}$$

mit v_s als Sättigungsgeschwindigkeit und L_{gate} bzw. W_{gate} als Gatelänge und Gateweite näherungsweise bestimmt werden [187].

4.4 Ohmsche Kontakte auf GaN-basierenden Strukturen

Elektrische Verluste durch hohe Kontaktwiderstände können die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit des Bauteils drastisch limitieren. Darüberhinaus führen hohe

Verlustleistungen zur erhöhten Wärmeentwicklung, das die Lebensdauer der Elektronik stark verkürzen kann.

Kontakte auf n-GaN und GaN-basierenden n-Kanal Heterostrukturen werden verstärkt durch Ionenimplantation verwirklicht [202], [203], welches gegenüber der herkömmlichen Technik der Legierkontakte einen Hochtemperaturlegierschritt vermeiden kann. Si-Implantationen führten zu einer n-Typ Ladungsträgerdichte von $2,1 * 10^{20}\ cm^{-3}$ [201] und zu verbesserten ohmschen Kontakten mit spezifischen Kontaktwiderständen von $1,56 * 10^{-6}\ \Omega cm^2$ [92]. Eine sehr glatte Kontaktfläche [203] und exakt definierte Source-Drain-Abstände durch die Vermeidung eines „Zerlaufens“ der verwendeten Metallschichtfolge kann nachfolgende Elektronenstrahllithographieschritte begünstigen und somit die Leistungsfähigkeit des Bauelementes steigern. Eine ähnliche Zielsetzung kann auch mit neu verwendeten Metallschichtfolgen für Legierkontakte, insbesondere durch die Verwendung von Mo [196] und Si [197] in Si/Ti/Al/Mo/Au oder Mo/Al/Mo/Au [195] Kontaktschichtfolgen erreicht werden. Diese Legierkontakte zeigen ebenfalls eine sehr geringe Oberflächenrauhigkeit [198]. Herkömmliche und die zumeist verwendeten Legierkontakte besitzen eine Ti/Al/Ni/Au, Ti/Al/Ti/Au oder Ti/Al/Pt/Au Metallschichtfolge ([195], [198], [189]) die bei Temperaturen über $700°C$ getempert werden, so daß sich an der Metall/GaN-Grenzfläche eine TiN-Schicht ausbilden kann [199], die den ohmschen Tunnelkontakt zum n-GaN bildet. Begünstigt wird die Formierung von n-Typ Kontakten durch die mit 30meV sehr flachen Donatorzustände im n-GaN, die bei Raumtemperatur vollständig aktiviert sind.

Ohmsche Kontakte auf p-GaN müssen hingegen auf einem Mg-dotierten Material mit 170meV tiefen Akzeptorzuständen gebildet werden, welches eine enorme Herausforderung darstellt, so daß auch völlig neue Konzepte wie etwa die Polarisationsdotierung entwickelt wurden (siehe Kapitel Gradientenstrukturen). P-Kontakte auf Mg-dotiertem GaN werden bisher vor allem in der Optoelektronik, insbesondere für die Kontaktierung des pn-Übergangs von LEDs auf der p-GaN-Seite verwendet. Leistungsaufnahmeeffiziente LEDs, die bei möglichst niedrigen Spannungen hohe Lichtleistungen abstrahlen, verlangen immer bessere Kontakte auf der limitierenden p-Seite. Elektronische Bauelemente, wie z.B. p-Typ HFETs bzw. MESFETs stellen vergleichbar hohe Anforderungen an den p-Kontakt, jedoch kann in der Optoelektronik durch die große Kontaktfläche der vertikalen Bauelemente über Leckströme des defektreichen GaN-Materials ein weitaus schlechterer ohmscher Kontakt toleriert werden als in den kleinflächigen lateralen p-HFET-Strukturen. Deshalb ist die Entwicklung von p-Typ Ohmkontakten auf p-GaN und p-Kanal HFET-Strukturen wesentliche Voraussetzung für die Herstellung von leistungsfähigen p-HFETs und wichtiger Bestandteil dieser Arbeit. Somit soll sich dieses Kapitel auf ohmsche Kon-

takte auf p-GaN konzentrieren und verweist auf detailierte Ohmkontaktuntersuchungen auf n-Typ GaN in [189] und [43].

Verschiedene Faktoren tragen zu einem hohen Kontaktwiderstand auf p-GaN bei: Zum einen besitzen die Metalle keine ausreichend hohe Austrittsarbeit, so daß die Potentialbarriere zwischen p-GaN und Metall sehr groß ist. Andererseits besitzt p-GaN durch die hohe Akzeptoraktivierungsenergie des Mg in GaN eine nur niedrige Löcherkonzentration, so daß Tunnelkontakte nur schwer erreicht werden können. Weiterhin diffundieren durch technologische Strukturierung und Temperaturbehandlung des p-GaN-Wafers Stickstoff aus der Oberfläche des GaN-Materials, so daß die Oberfläche zu einer n-Leitfähigkeit tendiert [138].

Verschiedene Konzepte für niederohmige p-Kontakte auf p-GaN wurden bereits untersucht und optimiert. Dazu zählen die chemische Vorbehandlung der GaN-Oberfläche, die Einführung eines InGaN-Cap-Layers zur Reduktion der Kontaktbarriere, verschiedene Kontaktmetalle für Legierkontakte, die bei optimierten Legier-Temperaturen und Atmosphären (Sauerstoff, Stickstoff, Luft) getempert werden als auch ohmsche Kontakte, die nicht einlegiert werden und schließlich Metallisierungen, die aufs GaN epitaktisch gewachsen werden [139], [140]. Sowohl trockenchemische als auch naßchemische GaN-Oberflächenvorbehandlungen werden empfohlen und versprechen bessere Metallhaftung auf der Halbleiteroberfläche und kleinere Kontaktwiderstände, da das natürliche Oxid des GaN´s einen großen Einfluß auf den GaN/Metall-Übergang und die Grenzflächenbarriere hat [168], [158]. So werden 1- bis 10-minütige HCL- [141] und 10-minütige $HNO_3 : HCL = 1 : 3$-(Königswasser)-Dips für Ni- und Pd-basierende Kontakte [142], [143], 10-minütige Vorbehandlungen im kochenden BOE (buffered oxide etch, gepufferte HF, BHF) und $(NH_4)_2S_x$ für Pt-basierende Kontakte [144], [145] und Nachbehandlungen der einlegierten Ni- oder Pd-Kontakte mit flüssigem Stickstoff [146] empfohlen. Ein 2 nm dicker Mg-dotierter InGaN-Cap-Layer mit einer In-Konzentration von 19 % führt durch die höhere Löcherkonzentration im p-dotiertem InGaN als auch durch die verbesserten Tunnelwahrscheinlichkeiten der Löcher-Ladungsträger durch polarisationsinduzierte Felder an der Oberfläche, die die Dicke der Potentialbarriere verkleinern, ebenfalls zu niederohmigen p-Typ Pd/Au- [98] und Ni/Au-Kontakten [148], [149]. Die Tunnelwahrscheinlichkeit TW ist gegeben durch [149]:

$$TW = e^{-\frac{4\Phi_B^{\frac{3}{2}}\sqrt{2m^*q}}{3\hbar|E_{tot}|}} \quad . \tag{4.13}$$

Es wird empfohlen, die minimale Cap-Layer-Dicke $d_{Cap,min}$ der InGaN-Schicht mit

$$d_{Cap,min} \approx -\frac{\Phi_B}{E_{tot}} \tag{4.14}$$

und

$$E_{tot} = E_{pol} + \frac{qp_{2DHG}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,Cap}} \tag{4.15}$$

nicht mehr als um den Faktor 2 zu überschreiten, da sonst die Tunnelwahrscheinlichkeit drastisch abnimmt [149]. Übliche p-Kontaktmetallisierungen sind Ni/Au [150]-[153], Pd/Au [154] und Pt [155] mit verschiedenen Metallisierungsschichtdicken, die entweder nicht getempert [156] oder bei Temperaturen von 400°C bis 700°C in Stickstoff [157], Luft [158]-[161] oder Sauerstoff [143] einlegiert werden. Dabei werden spezifische Kontaktwiderstände von üblicherweise 10^{-1} bis 10^{-3} Ωcm^2 erreicht [138], wobei von minimalen Werten von 10^{-5} [140] bis 10^{-6} [92] Ωcm^2 berichtet wurde. Außerdem wurden NiO-basierende Kontakte untersucht, wobei das direkte Abscheiden von Nickeloxid auf GaN zu keiner Kontaktverbesserung führte [150], [164]. Eine in dieser Arbeit angewandte TLM(Transferlängenmodell)-Meßmethode zur Charakterisierung ohmscher Kontakte durch die Bestimmung des Schichtwiderstandes R_{SH} der Struktur, des Kontaktwiderstandes R_C als auch des spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_C ist im Anhang unter „Meßmethode zur Kontaktcharakterisierung“ detailiert beschrieben. Die in dieser Arbeit verwendeten ohmschen Kontakte werden in Kapitel 5 und 7 vorgestellt.

4.5 GaN-basierende Schottkydiode

Durch die Verbindung des GaN´s mit einem Metall entsteht am Übergang zwischen beiden Materialien eine für freie Ladungsträger spannungsabhängige Potentialbarriere, die gleichrichtende Eigenschaften einer Diode besitzen kann. Diese Schottkydiode bildet die Grundlage für die hier verwendeten Gate-Kontakte des HFETs als auch für die ohmschen Drain- und Source-Kontakte in Form von p-Typ Tunnelkontakten. Die Potentialbarriere wird u.a. durch das Schottky-Mott- als auch Bardeen-Modell beschrieben und resultiert schließlich durch den Schottky-Effekt des Metall-Halbleiter-Überganges in das reale, spannungsabhängige Verhalten einer nicht-idealen Schottky-Diode (siehe Anhang „Schottky-Kontakte auf p-Typ GaN“). Die Schottky-Barrierehöhe auf GaN bildet sich abhängig von den Austrittsarbeiten der verwendeten Kontaktmetalle, was somit auf eine ungepinnte GaN-Oberfläche hinweist [190]. In dieser Arbeit wurden vor allem Ti/Au- als auch Ni/Au- Metallisierungen für die Gate-Schottkydioden der p-Kanal HFETs verwendet. Zur Bestimmung der Barrierenhöhe der Schottkydiode werden häufig zwei Verfahren

verwendet. CV-Messungen in Sperrichtung der Schottkydiode mit [192]

$$(1/C)^2 = \frac{2(V_B - k_B T/q - U)}{A^2 q N_A \varepsilon_{GaN}} \tag{4.16}$$

unter Berücksichtigung eines konstanten Dotierungsprofils des Halbleiters und deren graphische Auswertung im $1/C^2$-Spannungs-Diagramm können einerseits zur Barrierenhöhenbestimmung verwendet werden (vgl. [191], [192], [193]), andererseits führen temperaturabhängige IU-Messungen der Diode und der Auftragung des Sperrsättigungsstromes I_0 über die Temperatur im $I_0/T^2 - 1/T$-Richardson-Plot bei Annahme eines thermischen Emissionsverhaltens (siehe auch Anhang „Stromtransportmechanismen“) zur Barrierenhöhe des Gatekontaktes. Das Schottkydiodenverhalten durch thermische Emission wird über folgende Gleichung beschrieben [193]:

$$I_{Schottkydiode} = I_0 e^{\frac{q(U - I_{Schottkydiode} R_S)}{n k_B T}} \quad , \tag{4.17}$$

$$I_0 = A_{Kontaktgebiet} A^* T^2 e^{\frac{-q\Phi_B}{k_B T}} \quad . \tag{4.18}$$

Die zwei aufgeführten Verfahren können jedoch zu abweichenden Barrierehöhen führen [193], die über ein heterogenes Modell des GaN/Metall-Überganges begründbar sind. So können z.B. die spannungsabhängige Barrierehöhe durch den Schottky-Effekt (siehe u.a. Anhang „Nichtideale Schottkydiode“), Grenzflächenladungen als auch thermische Aktivierungsprozesse und Defekte an der Grenzfläche des Metall/Halbleiter-Überganges Barrierevariationen hervorrufen, so daß die temperaturabhängige IU- Charakterisierung gegenüber der CV-Analyse eine eher inkorrekte Barrierenhöhe liefert, wobei aber auch tiefe Störstellen im GaN oder ein hoher GaN-Schichtwiderstand [192] das CV-Verhalten und somit die Barriere, ermittelt durch das CV-Verfahren, beeinflussen kann [193]. Eine Korrektur der gemessenen Kapazität $C_{gemessen}$ zu der korrekten Grenzflächenkapazität C kann über

$$C_{gemessen} = \frac{C}{(1 + R_{GaN} G)^2 + (2\pi f C R_{GaN})^2} \tag{4.19}$$

mit f als die für die CV-Messung verwendete Frequenz, G als Grenzflächenleitwert und R_{GaN} als GaN-Volumen- und Kontaktwiderstand (siehe auch [194]) erfolgen [192]. Daraus resultiert nach [194] ein korrigiertes V_B mit $V_B \sim \Phi_B$:

$$V_B = V_{B,gemessen} - 2R_{GaN}^2 (2\pi f)^2 [\partial (1/C_{gemessen})^2 / \partial V]^{-1} \quad . \tag{4.20}$$

Von IU-Messungen bestimmte Barrierehöhen können wesentlich niedriger sein als von CV-Messungen extrahierte Barrieren, da hier die Barrierehöhen vom angelegten

elektrischen Feld abhängig sind und Ladungsträger- Transportmechanismen nicht ausschließlich auf einer thermischen Emission beruhen [192]. Jedoch können sie ebenfalls über

$$\Phi_B = n\Phi_{B,gemessen} - (n-1)\frac{k_B T}{q} ln \frac{N_V}{N_A} \tag{4.21}$$

mit N_V als effektive Valenzbandzustandsdichte korrigiert werden (siehe [194], [191]). Außerdem werden die Idealitätsfaktoren n vom idealen thermischen Modell mit n=1 abweichen und zu höheren n-Faktoren tendieren.

Die Herstellung und Verwendung der Schottkykontakte als Gatedioden und ohmsche Tunnelkontakte wird in den nächsten Kapiteln näher betrachtet, da diese Grundvoraussetzung für die hier untersuchten elektronischen und elektromechanischen Bauelemente sind.

5 P-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Technologie

5.1 Mg-H-Komplexbrechung in GaN-Schichten durch thermische Aktivierung

Der gleichzeitige Einbau von Magnesium und Wasserstoff ins GaN während des MOCVD-Prozesses bei hohen Temperaturen führt zu einer Mg-H-Komplexbildung [167] während der Abkühlphase des Wafers und bedeutet für das Material eine gleichzeitige Dotierung mit Akzeptoren und Donatoren bzw. durch die Bildung von Ladungs-neutralen Komplexen [166] eine nur geringe p-Leitfähigkeit des Mg-dotierten GaN´s. Tatsächlich werden in dieser Arbeit Mg-dotierte Schichten aus-

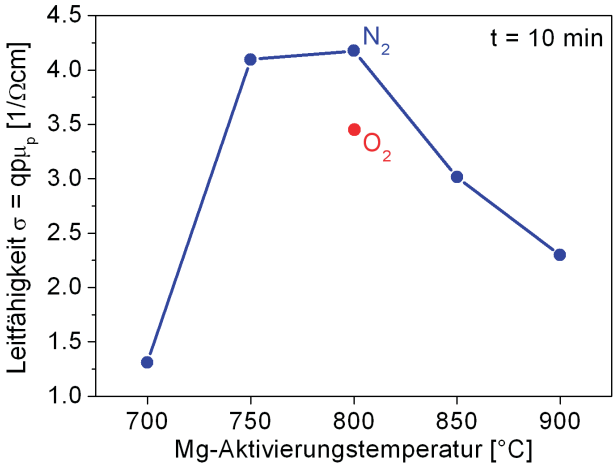


Abbildung 5.1: Aktivierung Mg-dotierter GaN-Schichten durch Temperprozesse bei verschiedenen Temperaturen in einer N_2- bzw. O_2-Umgebung.

schließlich als p-Typ Kompensationsschicht für den parasitären 2DEG Kanal der

GaN/InGaN-Grenzfläche der GaN/InGaN/GaN HFET Struktur benötigt, deren Akzeptoren nicht ionisiert sein müssen, da die p-Kompensationsschicht lediglich den parasitären n-Kanal abschirmen soll und somit keine beweglichen Löcherladungsträger benötigt. Jedoch muß der neutrale Mg-H-Komplex aufgebrochen und der H-Donator ausdiffundiert werden, so daß eine Ladungsträgerkompensation an der GaN/InGaN Grenzfläche erfolgen kann, d.h. ein Temperschritt ist auch für die p-Typ Kompensationsschicht notwendig. Durch thermische Behandlung des Mg-dotierten GaN Materials [14] ist eine Mg-H-Komplex-Aufbrechung und Wasserstoffausdiffusion aus dem GaN möglich. Um dies zu realisieren, wird der Mg-dotierte GaN-Wafer in der Stickstoffumgebung des RTAs bei einer optimierten Temperatur von 750°C bis 800°C für 10 Minuten getempert. Leitfähigkeitsmessungen durch Hall-Untersuchungen an p-GaN-Wafern, die in Stickstoff- und Sauerstoffumgebungen bei verschiedenen Temperaturen getempert wurden, zeigen ein Aktivierungsoptimum von 800°C in einer Stickstoffumgebung (siehe Abbildung 5.1). Entgegen früheren Untersuchungen zur Aktivierung von p-GaN-Wafern in Sauerstoff, durch das bessere Aktivierungsergebnisse erzielt wurden [124], [165], konnte nicht bestätigt werden, daß die Leitfähigkeit des p-GaN´s durch Temperung in einer Sauerstoffumgebung gegenüber einer Stickstofftemperung steigt. In Tabelle 5.1 sind die optimalen Prozeßparameter zusammengefaßt.

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Aktivierung	RTA	800°C, 10 min, N_2

Tabelle 5.1: Prozeßparameter für die Mg-H-Komplex Aufbrechung, Wasserstoffausdiffusion und Aktivierung Mg-H-dotierter GaN-Wafer.

5.2 Mesa-Bauelementeisolation

Die elektrische Isolation elektronischer Bauelemente eines Wafers voneinander wird durch die trockenchemische Abtragung der oberen aktiven Schicht des Wafers gewährleistet, so daß zwischen den einzelnen Strukturen lediglich eine elektrische Verbindung über den GaN-Puffer, der eine n-Typ Hintergrunddotierung von ca. $1 * 10^{16}$ cm^{-3} besitzt, besteht.

Die Mesa-Strukturen werden durch den Positiv-Photolack AZ 5214E, der mit 6500 U/min auf den Wafer aufgeschleudert und für 90 s bei 100°C auf der Hotplate ausgebacken wird, und einer anschließenden lithographischen Strukturierung im

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Belackung	Lackschleuder	AZ5214E, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	100°C, 90s
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 6,5s
Entwicklung		AZ726MIF, 30s
Aushärtung	Hotplate	110°C, 90s
Ätzung	Perkin Elmer	150W, Ar, 50mTorr, 30min
Lackentfernung		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol

Tabelle 5.2: Prozessparameter für Mesa-Strukturierung des GaN-Wafers.

Kontaktbelichter MJB3 von Karl SÜSS definiert (Tabelle 5.2). Der 6,5-sekündigen Belichtung des Photolackes mit 420 nm UV-Licht einer Lichtleistung von 21 W/cm^2 folgt die 30 Sekunden lange Entwicklung des belichteten Lackes im AZ 726 MIF Entwicklerbad. Eine anschließende Aushärtung des strukturierten Lackes auf der Hotplate bei 110°C für 90 s bereitet den GaN-Wafer auf die 30-minütige Mesa-Ätzung in der Plasma-Sputter-Anlage Perkin-Elmer bei 150 W in einem Ar-Plasma bei 50 mTorr vor. Die Ätzrate der Sputterätzung beträgt dabei etwa 10 nm/min für GaN, wobei AlGaN als härteres Material (siehe Abbildung 2.21a) langsamer und InGaN schneller trockenchemisch geätzt wird.

5.3 Ohmsche p-Typ Kontakte

Ausgangspunkt ohmscher Kontakte auf p-GaN bzw. für die Source- und Drainkontaktierung von p-Kanal HFETs sind Pd(20nm)/Au(200nm)-Kontakte mit einem spezifischen Kontaktwiderstand von 10^0 bis 10^1 Ωcm^2, die nicht getempert wurden, mechanisch sehr instabil sind und eine schlechte Haftung auf GaN besitzen. Darüberhinaus verlangen sie eine gründliche Oberflächenvorbehandlung des GaN´s mit Königswasser und HCl.

Notwendige Untersuchungen zur Verbesserung der Kontakteigenschaften auf p-GaN sind durch verschiedene Kontaktmaterialien und Metallstapelfolgen mit bestimmten Schichtdicken zu erproben. Um die mechanische Stabilität zu erhöhen, werden Legierkontakte bevorzugt, die nach der Temperung eine feste Verbindung zum p-GaN besitzen. Dafür wird eine bestimmte Legierkontaktzusammensetzung, deren Temperzeiten und Tempertemperaturen gesucht. Außerdem ist die Wahl einer geeigneten Temperatmosphäre nötig, um optimale Ergebnisse zu erreichen.

Die Ohmebene wird über ein Zwei-Lagen-Lacksystem, welches eine negative Lackflanke gewährleistet, um nach der Metallisierung das Ablösen des überschüssigen Metalls durch einen Lift-off Prozeß zu garantieren, lithographisch auf dem Wafer definiert (siehe auch Tabelle 5.3).

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
1. Lackschicht	Lackschleuder	PMGI SF11, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Ofen	230°C, 30min
2. Lackschicht	Lackschleuder	AZ5214E, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	100°C, 90s
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 6,5s
AZ-Entwicklung		AZ726MIF, 30s
Flutbelichtung	DUV	1600s
PMGI-Entwicklung		NanoPMGI101, 100s
HCL-Dip		heiße HCL 32%, 2min
Metallaufdampfung	Temescal	Au(5nm)/Ni(10nm)/Au(150nm)
Lift-off		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol
Temperung	Temper-Ofen	600°C, O_2, 5min

Tabelle 5.3: Prozeßparameter für Ohmkontakt-Herstellung.

Die erste Lackschicht mit PMGI-SF11 wird bei 6500 U/min aufgeschleudert und anschließend im Ofen für mindestens 30 min bei 230°C ausgebacken. Es folgt die zweite Lackschicht mit AZ 5214E mit den schon vorher verwendeten Lackschleudereinstellungen. Einem anschließenden Ausbacken des AZ-Lackes auf der Hotplate für 90s bei 100°C folgt die Belichtung des AZ-Lackes im MJB3 für 6,5 s bei 21 mW/cm^2 und 420 nm Wellenlänge. Die Entwicklung des so belichteten AZ-Lackes mit AZ 726 MIF für 30 s definiert die obere Lackschicht als Belichtungsmaske für den unteren PMGI-Lack, der im DUV-Flutbelichter bei einer Wellenlänge von 220 nm für 1600s belichtet und anschließend für 100s im PMGI 101 Developer entwickelt wird.

Eine alternative Zwei-Lagenlack-Lithographie bietet sich durch die Kombination vom LOR 7B - Lack mit dem TI 09 XR - Lack an, die bei 4000 bis 8000 U/min aufgeschleudert und im Ofen für 15 min bei 230°C bzw. auf der Hotplate für 60 s bei 100°C ausgebacken werden. Die Belichtung beider Lackschichten zusammen erfolgt im MJB3 bei 17 mW/cm^2 und die anschließende Entwicklung der Lackdoppelschicht im AZ 726 MIF für 20 bis 25 s führt ebenfalls zu einem negativen Lackflankenprofil.

Anschließend erfolgt eine 2-minütige Oberflächenvorbehandlung des GaN´s im

heißen HCL und die Aufdampfung einer Ni- oder Pt-basierenden Metallschichtfolge (z.B. Au(5nm) / Ni(10nm) / Au(150nm)) in der Temescal. Der Lift-off-Prozeß im 150°C heißen 1M2P entfernt das überschüssige Metall vom Wafer. Der so strukturierte Kontakt-Metallstapel wird in einer Sauerstoff-Umgebung bei 600°C für 5 min getempert.

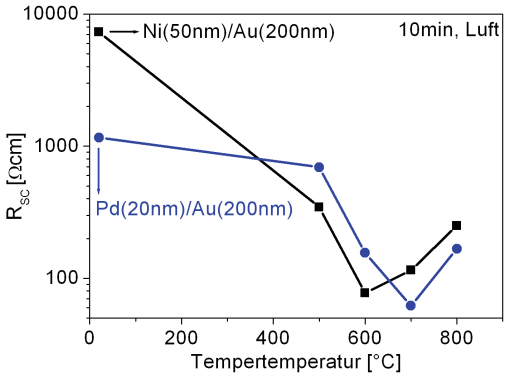


Abbildung 5.2: Vergleich der Anlaufwiderstände $R_{SC} = R_C * w$ von Pd-basierenden und Ni-basierenden Ohmkontakten auf p-GaN bei unterschiedlichen Tempertemperaturen in Luft für 10 min unter Verwendung einer TLM-Struktur.

Die hier verwendeten Prozeßparameter wurden aus vielfältigen Kontaktuntersuchungen und Optimierungen gewonnen. Um die mechanisch instabilen Pd/Au-Kontakte zu ersetzen, wurden Kontaktmaterial-Alternativen gesucht, die durch einen Legierschritt mechanisch stabiler und die vergleichbare bzw. niedrigere spezifische Kontaktwiderstände versprechen. Dazu wurden Ni/Au-Kontakte untersucht. Ein direkter Vergleich von Ni(50nm)/Au(200nm)- mit Pd(20nm)/Au(200nm)- Kontakten, die für 10 min bei 600 bis 700°C in Luft getempert wurden, zeigt vergleichbare spezifische Anlaufwiderstände $R_{SC} = R_C * w$ (Produkt von Kontaktwiderstand R_C und Kontaktweite w) (siehe Abbildung 5.2), so daß weitere Optimierungen am Ni/Au-System zu mechanisch stabilen, niederohmigen Legierkontakten führen sollen. Dazu wurde es auch notwendig, eine Legierumgebung zu schaffen, in der in reiner Sauerstoffatmosphäre Kontakte getempert werden können.

Eine Variation der Metallschichtdickenkombination von Ni mit Au und deren 10-minütige Temperung in einer Sauerstoff-Atmosphäre soll zu einer Tendenz für die geeignete Tempertemperatur und Metall-Schichtdicken führen. In Abbildung 5.3

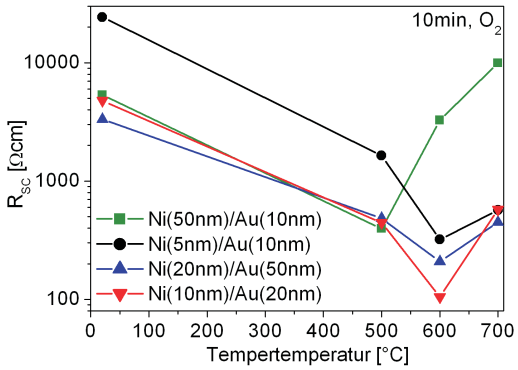


Abbildung 5.3: Temperung von Ni/Au-Kontakten in einer Sauerstoffatmosphäre für 10 min.

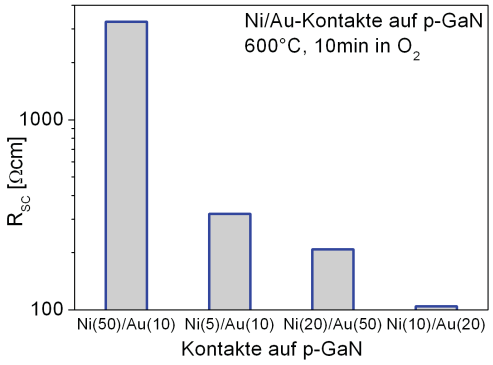


Abbildung 5.4: Vergleich des spezifischen Anlaufwiderstandes der einzelnen Ni/Au-Systeme bei einer Legiertemperatur von 600°C.

zeigt die Metallisierung mit 10 nm Nickel und 20 nm Gold bei einer O_2-Temperung bei 600°C die minimalsten Widerstandswerte, wobei bei fast allen Kombinationen ein Widerstandsminimum bei einer Tempertemperatur von 600°C erreicht wird. Abbildung 5.4 vergleicht die spezifischen Anlaufwiderstände der einzelnen Ni/Au-Metallschichtfolgen bei einer Tempertemperatur von 600°C. Die Metallkombination Ni(10nm)/Au(20nm) erreicht einen minimalen spezifischen Kontaktwiderstand ρ_C von $3,8 * 10^{-1}$ Ωcm^2, der somit schon eine Größenordnung unterhalb der Ausgangssituation von 10^0-10^1 Ωcm^2 liegt. Außerdem wurde ein spezifischer Anlauf-

widerstand R_{SC} von $1,1 * 10^2$ Ωcm, ein Kontaktwiderstand R_C von 5,3 $k\Omega$, ein Schichtwiderstand R_{SH} von $3,1 * 10^5$ $\Omega/\square$ und eine Löcherladungsträgerdichte p des p-dotierten GaN´s von $2 * 10^{17}$ cm^{-3} gemessen. Der bedeutende Einfluß der Legieratmosphäre wird in Abbildung 5.5 deutlich. Während der Widerstand des

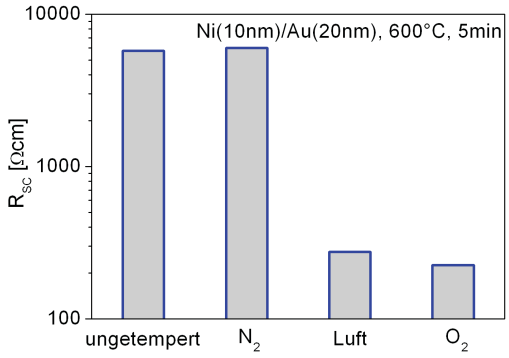


Abbildung 5.5: Vergleich verschiedener Temperatmosphären (Stickstoff, Luft, Sauerstoff) und deren Wirkung auf den Legierprozess von Ni/Au-Kontakten.

im reinen Stickstoff einlegierten Kontaktes gegenüber dem nichtlegierten Zustand kaum verändert wird, reduziert sich der Ni/Au-Kontaktwiderstand bei einer Temperung in Luft bzw. in Sauerstoffatmosphäre drastisch, wobei die besten Ergebnisse im reinen O_2 erzielt werden. Die Notwendigkeit von Sauerstoff während des Legierprozesses von Ni/Au-Kontakten ist mit der Ausbildung einer grenzflächennahen NiO-Schicht, einer amorphen Ni-Ga-O-Phase und einem Au-Netzwerk erklärbar, die zu einem Metall/p-NiO/p-GaN - Heteroübergang führen, der den Kontaktwiderstand drastisch senkt [142], [153], [158]-[161], [150]. Zu beachten ist dabei, daß eine direkte Sputterabscheidung von polykristallinem NiO auf p-GaN keine Kontaktwiderstandsverminderung zur Folge hat [150], lediglich das auf p-GaN durch Sauerstoff-Temperung entstehende NiO führt zu einem kohärenten NiO-GaN Übergang [158]. Die Formierung des Goldnetzwerkes bei der Kontakttemperung ermöglicht dabei einen direkten Kontakt des NiO-Materials zum p-GaN, was wesentliche Voraussetzung für niedrige spezifische Kontaktwiderstände auf p-GaN ist [158]. Desweiteren ist es möglich, daß Ni, welches direkt aufs GaN-Material aufgedampft wird, die GaN-Oberflächenkontamination während der Temperung und der Entstehung des Goldnetzwerkes reduziert [153]. Durch den direkten Kontakt des Goldes mit seiner

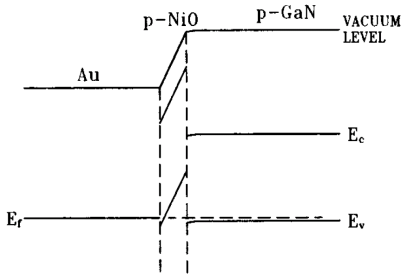


Abbildung 5.6: Energiebanddiagramm eines Au/p-NiO/p-GaN Heteroüberganges nach [161] mit einer dünnen NiO-Schicht.

hohen Austrittsarbeit von 5,1 eV zum GaN entsteht ein Metall/Halbleiter-Übergang mit einer kleinen Barriere, die wiederum zu kleineren Kontaktwiderständen führt [153]. Das durch Sauerstofftemperung entstandene NiO ist mit einer gemessenen Löcherladungsträgerkonzentration von $2 * 10^{17}\ cm^{-3}$ [161] bis $8 * 10^{17}\ cm^{-3}$ [158] p-leitfähig. Ein Energiebandmodell eines Au/p-NiO/p-GaN Heteroüberganges

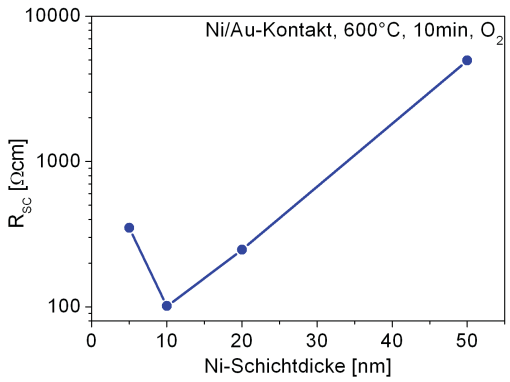


Abbildung 5.7: Variation der Nickelschichtdicke eines Ni/Au-Kontaktes, der bei 600°C für 10 min in O_2 getempert wurde.

in Abbildung 5.6 unter Berücksichtigung des p-dotierten NiOs mit einer Bandlücke von $E_{gNiO} = 4,0$ eV [161], einer Elektronenaffinität von $q\chi_{NiO} = 1,4$ eV, einer Dielektrizitätskonstanten von $\varepsilon_{NiO} = 11,9$ und einer Austrittsarbeit von $\Phi_{NiO} = 4,9$ eV verdeutlicht anschaulich die Wirkungsweise dieses p-Kontaktes [161]. Dieses Modell kombiniert zwei Heteroübergänge, den Au/p-NiO- mit dem p-NiO/p-GaN-

Übergang, die Barrierehöhen von 0,3 bzw. 0,185 eV besitzen [158]. Parallel dazu ergibt sich über das entstandene Goldnetzwerk ein dritter Au/p-GaN-Übergang [153]. Ein weiterer Effekt des Legierens in Sauerstoff könnte eine oberflächennahe

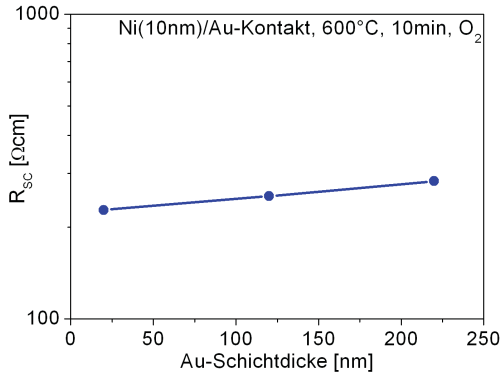


Abbildung 5.8: Variation der Golddeckschichtdicke eines Ni/Au-Kontaktes, der bei 600°C für 10 min in O_2 getempert wurde.

Löcherladungsträgerkonzentrationssteigerung sein, die durch eine Verdrängung des im GaN eingebauten Wasserstoffs durch die Sauerstoffatmosphäre begründbar ist und ebenfalls zu ohmschen Tunnelkontakten auf p-GaN führen kann [165], [153].

Der Einfluß der Nickelschichtdicke eines Ni/Au-Kontaktes ist in Abbildung 5.7

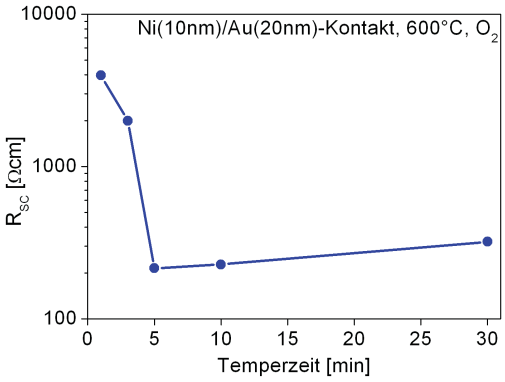


Abbildung 5.9: Temperzeit-Optimierung für Ni(10nm)/Au(20nm)-Kontakte bei einer Temperung bei 600°C in O_2.

dargestellt. Optimale Ergebnisse werden mit 10 nm dicken Ni-Schichten erzielt, wobei der Widerstand des Kontaktes stark von der Ni-Schichtdicke abhängt. Die Dicke der Gold-Cap-Schicht hingegen beeinflußt den Kontaktwiderstand nur minimal (siehe Abbildung 5.8), so daß für eine größere mechanische Belastbarkeit und besserere Bondbarkeit des Materials dickere Goldschichten zu bevorzugen sind.

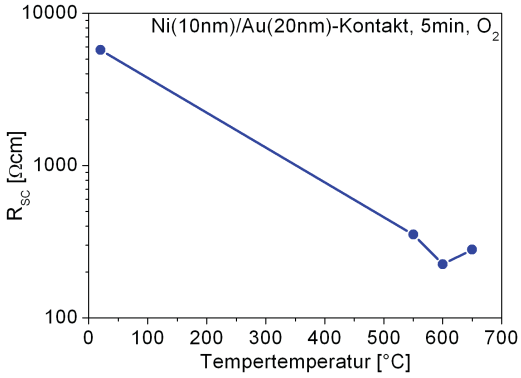


Abbildung 5.10: Tempertemperatur-Optimierung für Ni(10nm)/Au(20nm)-Kontakte bei einer Temperung für 5 min in O_2.

Für die Bestimmung der optimalen Temperzeit für minimale Ni(10nm)/Au(20nm) - Widerstände wurden p-GaN-Proben bei 600°C in Sauerstoff für 1, 3, 5, 10 und 30

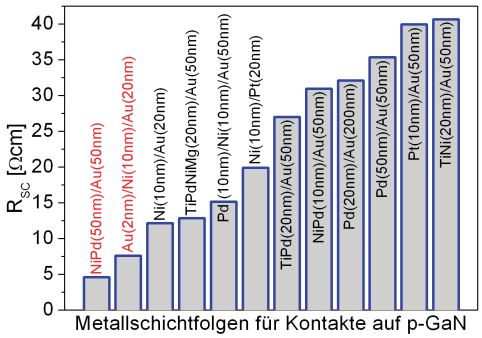


Abbildung 5.11: Metallstapelkonfigurationen für ohmsche Legierkontakte auf p-GaN.

Minuten getempert, wobei das Optimum bei ca. 5 bis 10 min liegt (siehe Abbildung 5.9). Die optimale Tempertemperatur für eine 5-minütige Sauerstofftemperung von Ni(10nm)/Au(20nm)-Kontakten liegt bei 600°C, wie in Abbildung 5.10 gezeigt.

Die abschließende Optimierung eines Ni/Au-Kontaktes und einem um eine Zehnerpotenz gesunkenen spezifischen Kontaktwiderstand läßt bereits ausreichend gute p-Kontakte für künftige p-Typ-Bauelemente erwarten, jedoch ist eine weitere Absenkung des Widerstandes nur mit anderen Metallschichtfolgen, Metallen, oder durch Ausnutzung der Polarisation von Heterostrukturen im GaN-Material zu realisieren, so daß Metalle auf ihre mögliche Eignung getestet werden müssen. Zahlreiche Metallschichtkonfigurationen wurden verwirklicht und vermessen. Darunter sind Ni- und Pd-basierende Metallschichtfolgen als auch Mg-, Pt-, Ti-, Fe-, In- und SnZn-basierende Legierkontakte. Die dabei besten Ergebnisse, die erreicht wurden, sind in Abbildung 5.11 zusammengefaßt. Es zeigte sich, das die gewählten Ni-basierenden Kontakte die besten Möglichkeiten für niederohmige p-Typ-Kontakte aufweisen. Der Kontaktwiderstand gegenüber den bereits untersuchten Pd(20nm)/Au(200nm)- und Ni(10nm)/Au(20nm)-Kontakten konnte dabei nochmals deutlich unterboten werden.

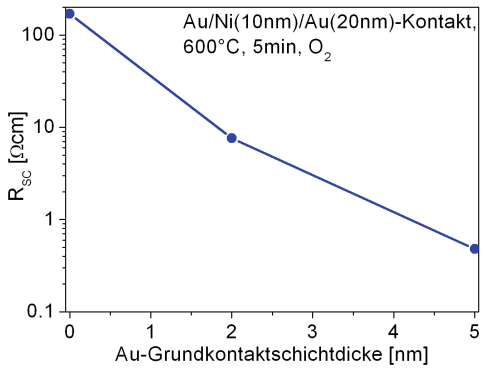


Abbildung 5.12: Optimierung der Gold-Grundkontaktschichtdicke eines Au/Ni(10nm)/Au(20nm)-Kontaktes bei einer Temperung für 5 min bei 600°C in O_2.

Mit einer Au(2nm)/Ni(10nm)/Au(20nm) und vor allem einer NiPd(50nm)/ Au(50nm) Metallstapelkonfiguration konnten spezifische Kontaktwiderstände von $2 * 10^{-2}\ \Omega cm^2$ für Au/Ni/Au- und $1 * 10^{-2}\ \Omega cm^2$ für NiPd/Au-Kontakte erzielt werden. Das heißt, der spezifische Kontaktwiderstand konnte von ursprünglich 10^0

bis $10^1\ \Omega cm^2$ um ca. zwei bis drei Größenordnungen bzw. Zehnerpotenzen auf 10^{-2} Ωcm^2 reduziert werden. Ein spezifischer Anlaufwiderstand mit $4,6\ \Omega cm$ vom Kon-

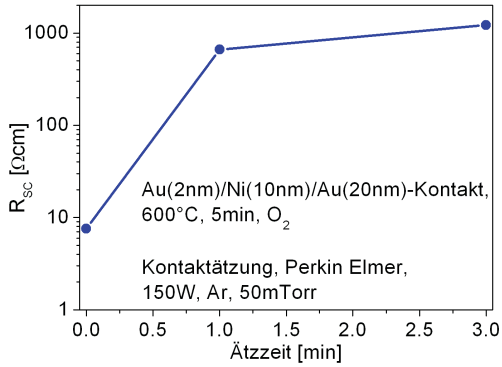


Abbildung 5.13: Vergleich des Kontaktwiderstandes eines Au(2nm)/Ni(10nm)/Au(20nm) - Kontaktes auf p-GaN und im Argon-Plasma geätztem p-GaN. Das Sputterätzen erfolgt bei 150 W und 50 mTorr in der Perkin Elmer.

takt mit der Nickel-Palladium-Mischung (1:1), die thermisch aufgedampft wurde, konnte gemessen werden. Da in der hier verwendeten Temescal-Elektronenstrahl-Aufdampfanlage kein Palladium verfügbar ist, wird das Au/Ni/Au-System für ohm-

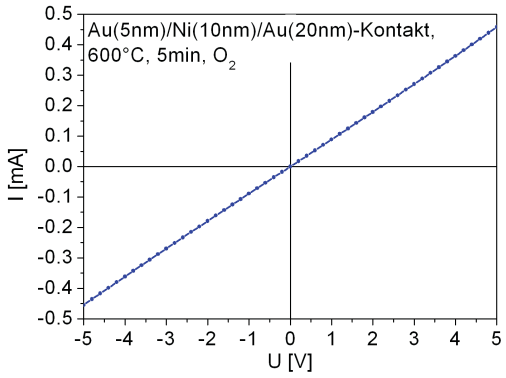


Abbildung 5.14: Lineare Strom-Spannungs-Charakteristik eines Au/Ni/Au-Kontaktes auf p-GaN.

sche Kontakte auf p-GaN verwendet, wobei eine weitere Optimierung der unteren Goldschicht auf 5 nm eine nochmalige Verbesserung des Kontaktwiderstandes bewirkt (siehe Abbildung 5.12), so daß die weiter zu verwendenden p-Kontakte folgende Parameter aufweisen sollten: Au(5nm)/Ni(10nm)/Au(20-200nm) getempert in O_2 bei 600°C für 5 min.

Um in HFET-Strukturen die ohmschen Kontakte näher am 2DHG-Kanal zu platzieren, ist eine Abätzung des oberen GaN-Materials bis wenige Nanometer über dem p-Kanal denkbar. Jedoch ist dabei zu beachten, daß trockenchemisches, rein physikalisches Abätzen bzw. Sputtern durch ein Argonplasma die Oberfläche des GaN-Materials insbesondere an Defektstellen, wie Schraubenversetzungen, die zu „nanopipes“ führen, welche die gesamte Substratschicht durchziehen, stark schädigt, so daß Kontakte auf geätztem Material wesentlich höhere Kontaktwiderstände aufweisen (siehe Abbildung 5.13). Zusätzliche Gründe für die Verschlechterung der Kontakteigenschaften durch Ar-Ionenbeschuß sind höhere Schichtwiderstände des GaN-Materials [138] als auch die oberflächennahe Bildung von Stickstofffehlstellen, die zu n-Typ GaN-Material führen kann [170].

Die p-Kontaktuntersuchungen resultieren schließlich in mechanisch stabile Au(5nm) / Ni(10nm) / Au(20nm) - Legierkontakte mit einer völlig linearen ohmschen Widerstandskennlinie (siehe Abbildung 5.14).

5.4 Gate-Dioden für p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen

Schottkykontakte auf ionischen Halbleitern, insbesondere auf GaN, besitzen Barrierehöhen, die mit der Austrittsarbeit der verwendeten Gatemetalle korrelieren [171] (siehe auch Anhang „Schottky-Mott-Modell“). Für die Kanalsteuerung der p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET-Strukturen werden Schottkydioden als Gate verwendet, die aus einer Ti/Au- oder Ni/Au- Metallisierung bestehen. Es können sowohl durch optische Kontaktlithographie Gates mit einer Länge von 2 μm als auch durch Ebeam-Lithographie Gates mit einer Länge von ca. 0,25 μm technologisch durch einen Lift-off-Prozeß und einem 2-Lagen-Lacksystem realisiert werden (siehe Tabelle 5.4). Beide Lackschichten für die optische Kontaktlithographie entstehen durch einen Lackschleuderprozeß bei 6500 U/min. Der untere Lack PMGI SF6 wird 30 min bei 230°C im Ofen ausgebacken, die obere AZ5206E-Lackschicht wird hingegen bei 100°C für 90s auf der Hotplate getrocknet. Die Gate-Maske wird kontaktlithographisch im Karl Süss MJB3 mit einer Lichtleistung von 21 mW/cm^2 und einer

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
1. Lackschicht	Lackschleuder	PMGI SF6, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Ofen	230°C, 30min
2. Lackschicht	Lackschleuder	AZ5206E, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	100°C, 90s
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 6s
AZ-Entwicklung		AZ726MIF, 40s
Flutbelichtung	DUV	1600s
PMGI-Entwicklung		NanoPMGI101, 100s
HCL-Dip		heiße HCL 32%, 30s
Metallaufdampfung	Temescal	Ni(50nm)/Au(200nm)
Lift-off		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol

Tabelle 5.4: Prozeßparameter für Gate-Schottky-Kontakt-Herstellung durch optische Kontaktlithographie.

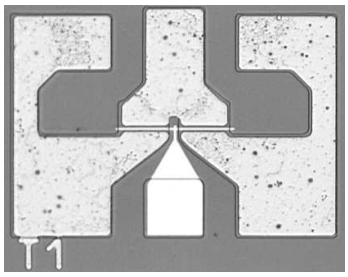
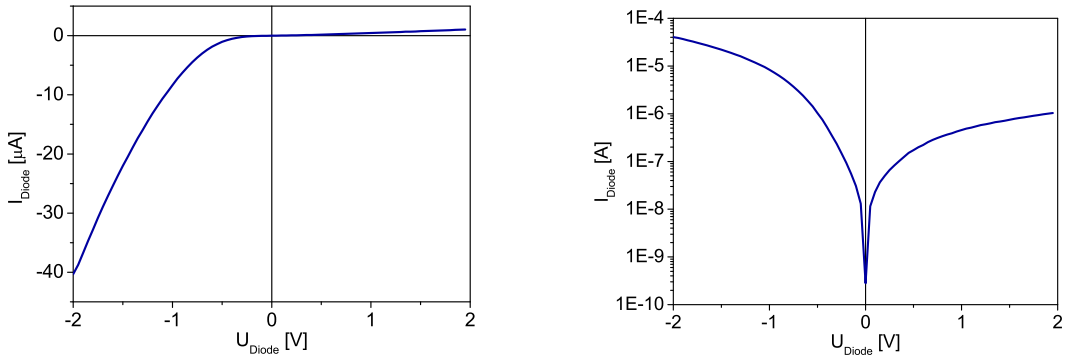


Abbildung 5.15: Prozessierte p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur mit Palladium-basierenden ohmschen Drain- und Source-Kontakten und einem 2 μm langem Ni/Au-Schottky-Gate-Kontakt.

Belichtungsdauer von 6 s auf dem GaN-Wafer definiert. Der 40 s langen Entwicklung des oberen AZ-Lackes im AZ726MIF-Entwickler folgen eine 1600-sekündige Flutbelichtung des unteren PMGI-Lackes im DUV-Flutbelichter und eine 100 s lange PMGI-Entwicklung im NanoPMGI101-Developer. Entsprechend der Ohmkontakt-Lithographie kann dieser Prozeß auch durch einen alternativen 2-Lagen-Lackprozeß mit LOR7B- und Ti09XR-Lack verwirklicht werden. Ein 30 sekündiger HCl-Dip bereitet die Wafer-Oberfläche auf die Schottky-Metallisierung in der Temescal vor, die aus einer 50 nm dicken Nickel- oder Ti-Schicht und einer 200 nm dicken Au-Schicht



(a) Gatediode auf p-Kanal HFET

(b) 2x200 μm^2 große Ni/Au Gatefläche

Abbildung 5.16: Kennlinie einer 2x200 μm^2 Gate-Schottkydiode mit einer Ni(50nm)/Au(200nm)-Metallisierung auf einer p-Kanal GaN/InGaN/GaN Heterostruktur.

besteht, die nicht ins GaN einlegiert werden. Ein abschließender Lift-off Prozeß im 1M2P definiert schließlich die Gates einer p-Kanal HFET Struktur, wie sie in Abbildung 5.15 durch eine Lichtmikroskopaufnahme dargestellt ist. Abbildung 5.16 zeigt eine IU-Kennlinie einer solchen Ni/Au-Schottky-Diode auf einer p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur. Durch die Verwendung von Nickel als Barrierenmaterial für p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFETs entsteht eine verarmte Barriere zum Kanal, so daß für die hier verwendete Schottkydiode Idealitätsfaktoren von $n > 1$ erwartet werden, jedoch wurden keine Gatekontaktoptimierungen in dieser Arbeit durchgeführt.

Gatelängen kleiner als 1 μm bis zu minimal 150 nm werden durch einen ebeam-Lithographieprozeß verwirklicht (siehe Tabelle 5.5). Dafür werden die GaN-Wafer für 5 Minuten sowohl in Aceton als auch in Isopropanol gereinigt und für 15 min auf der Hotplate bei 180°C ausgeheizt. Mit 3000 U/min wird der Lack PMMA-MA 33% aufgeschleudert und für 5 Minuten bei 180°C auf der Hotplate ausgebacken. Die zweite Lackschicht aus PMMA 950K 2:1 wird bei 6000 U/min auf den Wafer aufgebracht und wiederum bei 180°C 5 min lang ausgeheizt. In der Temescal wird sodann eine 3 nm dicke Germaniumschicht bzw. 20nm Ge in einer thermischen Aufdampfanlage auf die 2-Lagen-ebeam-Lackschicht aufgedampft. Nach der Elektronenstrahlbelichtung wird das Germanium in Wasserstoffperoxid abgelöst, der Lack entwickelt und die Lack-Strukturen durch ein Sauerstoffplasma nachbehan-

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Reinigung		5min Aceton, 5min Isopropanol
Ausbacken	Hotplate	180°C, 15min
1. Lackschicht	Lackschleuder	PMMA-MA 33%, 3000U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	180°C, 5min
2. Lackschicht	Lackschleuder	PMMA 950K 2:1, 6000U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	180°C, 5min
Ge-Aufdampfung	Temescal	Ge(3nm)
Belichtung/Entwicklung	ebeam	100kV
Sauerstoff-Plasma-Dip	μ-etch	6% O_2, 100mTorr, 100W, 2min
HCL-Dip		heiße HCL 32%, 30s
Metallaufdampfung	Temescal	Ni(50nm)/Au(200nm)
Lift-off		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol

Tabelle 5.5: Prozeßparameter für Gates durch Ebeam-Lithographie.

delt. Ein HCL-Dip deoxidiert die GaN-Oberfläche von seinem natürlichen Oxid und eine Ni(50nm)/Au(200nm)-Metallschichtfolge wird als Gatematerial in der Temescal aufgedampft. Ein abschließender Lift-off Prozeß definiert die Gatestrukturen.

5.5 GaN-Oberflächenpassivierung

Eine GaN-Oberflächenpassivierung aus Siliziumnitrid oder Siliziumoxid führt zur Absättigung und Fixierung von beweglichen Oberflächenzuständen, die im Hochfrequenz - Leistungsbetrieb von HFETs zum Virtual-Gate-Effekt und Bauelementedispersion führen können [43]. Desweiteren gelingt durch die Oberflächenzustandsabsättigung eine Erhöhung des DC-Ausgangsstromes von polarisationsbasierenden n-Kanal HFET-Strukturen und eine Reduktion des Oberflächenpotentials der freien GaN-Oberfläche [43]. Auf eine Oberflächenpassivierung für p-Kanal HFETs wurde in dieser Arbeit weitestgehend verzichtet, bei einer durchgeführten Bauelementepassivierung wurde eine 100 nm dicke Si_3N_4-Passivierung in der Oxford-PECVD-Anlage bei 300°C und 300 W abgeschieden, nachdem die GaN-Wafer-Oberfläche durch einen vorherigen Ar-Plasma-Sputterschritt in der selben Anlage gereinigt wurde. Anschließend werden die Kontakte der HFETs durch eine trockenchemische Siliziumnitrid-Ätzung im CF_4-Plasma (45 sccm CF_4, 250 W, 40 mTorr, 30

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Passivierung	Oxford-PECVD	300W, 300°C, Si_3N_4, 100nm
Belackung	Lackschleuder	AZ5214E, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	100°C, 90s
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 6,5s
Entwicklung		AZ726MIF, 35s
Aushärtung	Hotplate	110°C, 90s
Si_3N_4-Ätzung	RIE	250W, CF_4, 45 sccm, 40mTorr, 30min
Lackentfernung		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol

Tabelle 5.6: Prozeßparameter für die Oberflächenpassivierung des GaN´s durch Siliziumnitrid.

min) der RIE-Anlage (Reactive Ion Etching) freigelegt. Als Ätzmaske dient dazu der AZ5214E Lack, der bei 6500 U/min aufgeschleudert, bei 100°C für 90 s ausgebacken, im MJB3 für 6,5 s mit 21 mW/cm^2 belichtet, anschließend 35 s im AZ726MIF entwickelt und schließlich 90s bei 110°C auf der Hotplate ausgebacken wird (siehe Tabelle 5.6).

6 P-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen

Die unvollständige Aktivierung der Mg-Akzeptor-Dotierung in GaN bei Raumtemperatur, die hohe Aktivierungsenergie des Mg-Dotierstoffs von 170 meV in GaN und die geringe Löcherbeweglichkeit von etwa 10 cm^2/Vs im GaN - Volumenmaterial haben die Entwicklung von p-Kanal FETs in GaN stark behindert. 2DHG-Kanal HFET Strukturen mit einem GaN/InGaN/GaN- [108], [173] oder GaN/AlGaN/GaN - Quantentopf [104], [105] versprechen hingegen bei Raumtemperatur eine hohe p-Typ Leitfähigkeit mit hohen Löcherbeweglichkeiten bei voller Aktivierung [102], [100]. In dieser Arbeit wird der GaN/InGaN/GaN-Struktur der Vorzug gegeben, da die untere InGaN/GaN Heterogrenzfläche ein wesentlich steileres bzw. schärferes Wachstumsprofil aufweist (siehe auch Abbildung 2.13), als die obere GaN/AlGaN-Grenzfläche, so daß eine wesentlich geringere Löcherladungsstreuung an der InGaN/GaN-Grenzfläche zu erwarten ist. In einer InGaN-

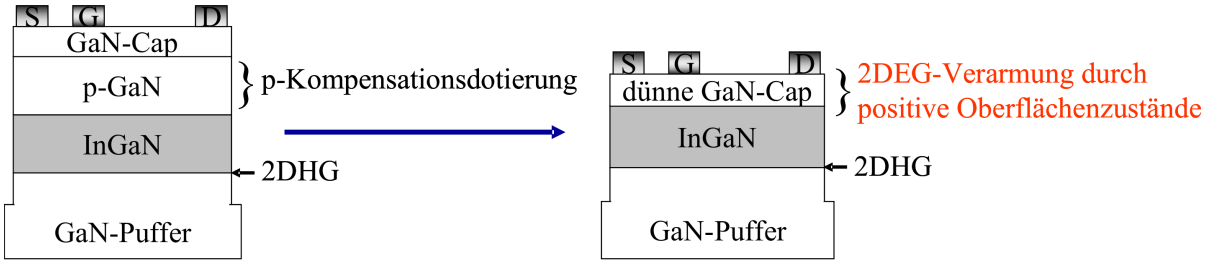


Abbildung 6.1: p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen zum Nachweis eines 2DHGs. Der parasitäre 2DEG-Kanal kann dabei durch eine Mg-Akzeptor-Kompensationsdotierung (links) oder durch positive Oberflächenzustände (rechts) substituiert werden.

basierenden ambipolaren [59] Ga-face Heterostruktur kann über das „Doping Screening“ [67] der parasitäre 2DEG-Kanal mit seinen frei beweglichen Elektronen durch eine Mg-Akzeptor-Kompensationsdotierung und deren ionisierten negativen und

ortsfesten Akzeptoratomrümpfen substituiert werden (siehe Abbildung 6.1 links). Zum Nachweis eines 2DHGs in einer polaren GaN-basierenden HFET Struktur kann sowohl die Mg-Dotierung einer Akzeptor-kompensierten HFET Struktur bei tiefen Temperaturen eingefroren werden, so daß nur noch die polarisationsinduzierten 2DHG-Ladungsträger zum Ladungsträgertransport beitragen oder aber es werden zum Nachweis eines 2DHGs Heterostrukturen verwendet, die keine Akzeptordotierung besitzen. Dies kann in einer GaN/InGaN/GaN HFET Struktur erreicht werden, indem die obere GaN-Cap-Schicht so dünn epitaktisch gewachsen wird, daß positive Oberflächenzustände bzw. Oberflächenakzeptoren das 2DEG der oberen GaN/InGaN Heterogrenzfläche so weit verarmen, daß ein Netto-2DHG-Kanal in dieser Struktur meßbar wird (siehe Abbildung 6.1 rechts). Für eine p-Kanal Struktur kann idealerweise die obere GaN-Cap-Schicht auch weggelassen werden, da die InGaN/GaN Heterogrenzfläche das 2DHG führt, jedoch verhindert die obere GaN-Schicht eine tiefe Oxidation des metallischen InGaN´s, so daß sowohl ohmsche Kontakte als auch Schottky-Gatekontakte technologisch realisierbar bleiben. Folgende Untersuchungen beziehen sich auf eine GaN/InGaN/GaN HFET Struktur ohne Mg-Kompensationsdotierung, die zum Nachweis eines 2DHGs entwickelt wurde.

6.1 P-Kanal HFET durch 2DEG-Kompensation über Oberflächenzustände

In der verwendeten 2DHG-Kanal HFET Struktur, die in einer MOCVD epitaktisch gewachsen wurde [40], befindet sich eine 25 nm dünne verspannte InGaN-Quantentopf-Schicht zwischen zwei undotierten GaN-Barriereschichten, wobei der untere GaN-Puffer 1,5 μm dick ist und die obere GaN-Cap-Schicht 4 nm mißt (siehe Abbildung 6.2). Dabei muß die obere GaN-Cap-Schicht dünn genug sein, damit Oberflächenzustände, die auf einem Oberflächenakzeptor-Energieniveau von ca. 1,0 eV liegen [173], das parasitäre 2DEG sowohl im Pinch-off als auch aufgesteuertem p-Kanal voll verarmen können und dick genug, um einen gleichrichtenden Gate-Schottky-Kontakt zu ermöglichen. Das innerhalb des InGaN-Quantentopfes starke polarisationsinduzierte elektrische Feld bewirkt eine Separation der Elektronen und Löcher im Quantentopf und führt zu dem ambipolaren Charakter der GaN/InGaN/GaN Struktur, die jedoch durch die Substitution des parasitären 2DEGs an der oberen GaN/InGaN Heterogrenzfläche mit ortsfesten ionisierten Oberflächen-Akzeptorrümpfen unipolar wird. Der Indiumgehalt des InGaN- Quan-

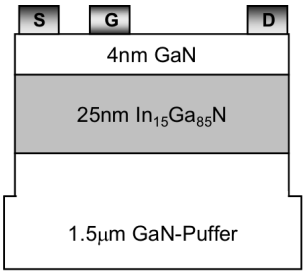


Abbildung 6.2: Schema einer epitaktisch realisierten GaN/InGaN/GaN Heterostruktur mit einem In-Gehalt von 15% im InGaN-Quantentopf und einer dünnen GaN-Cap-Schicht, so daß das parasitäre 2DEG durch ortsfeste ionisierte Oberflächenakzeptorzustände substituiert bzw. verarmt werden kann.

tentopfes beträgt 15%, so daß an den Heterogrenzflächen zweidimensionale Ladungsträgergase mit einer Ladungsträgerdichte von ca. 10^{13} cm^{-2} entstehen sollte [109]. Die p-Kanal HFET Struktur ist sowohl auf (111)-Si-Substrat als auch auf Saphir-Substrat epitaktisch verwirklicht worden.

6.1.1 Simulation eines p-Kanal HFETs mit oberflächenverarmten 2DEG-Kanal

Das Simulationsprogramm Atlas von SILVACO ermöglicht zweidimensionale Lösungen der Poissongleichung, Kontinuitäts- und Transportgleichungen zur Beschreibung von GaN-basierenden Bauelementen. Darin werden die polarisationsinduzierten Grenzflächenladungen von Heterostrukturen als vollständig aktivierte Akzeptor- bzw. Donator-Dotierungen mit entsprechender Ladungsträgerdichte in einer 1 nm dicken Halbleiter-Schicht eingeführt. Der Stromfluß und der daraus resultierende Ausgangsstrom des simulierten HFETs wird über ein Drift-Diffusionsmodell berechnet. Außerdem gilt die Fermi-Dirac-Statistik für die Ladungsträgerverteilung im GaN-Halbleiter und eine feldabhängige Löcherbeweglichkeit.

In die SILVACO-Bauelementesimulation (nach [43], [174]) fließt neben der Annahme des Oberflächenakzeptor-Pinnings bei 1,0 eV (siehe Banddiagramm in Abbildung 6.3) auch die n-Typ Hintergrunddotierung von $1 * 10^{16}$ cm^{-3} des GaN-Materials ein, die zu einer teilweisen Kompensierung des 2DHG-Kanals führt. Der In-Gehalt des InGaN-Quantentopfes beträgt 15%, die Löcherbeweglichkeit im Volumenmaterial 10 cm^2/Vs, die angenommene 2DHG-Löcherbeweglichkeit 300 cm^2/Vs,

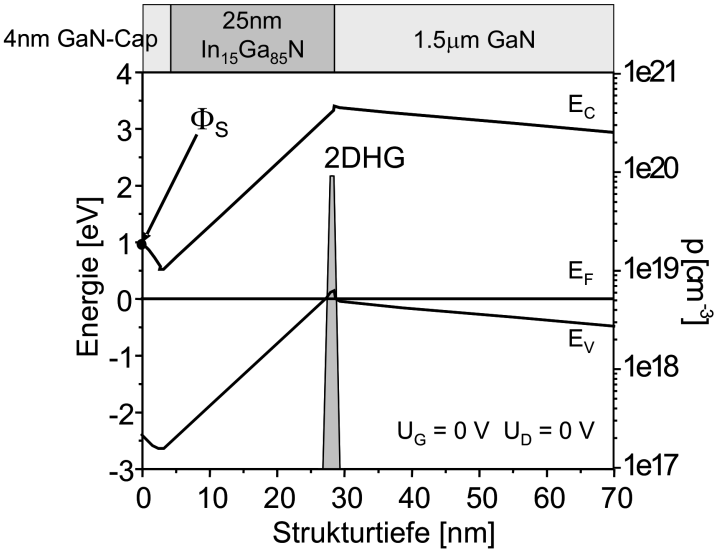


Abbildung 6.3: Banddiagramm einer GaN/InGaN/GaN Heterostruktur mit einem In-Gehalt von 15% und einem angenommenen Oberflächenakzeptor-Pinning bei 1,0 eV.

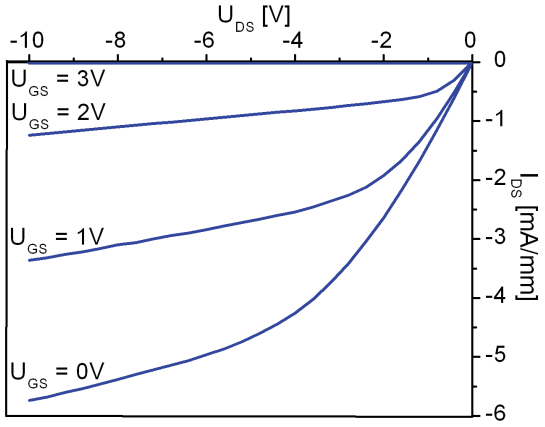


Abbildung 6.4: Simuliertes DC-Ausgangskennlinienfeld einer 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN Struktur mit einer Gatelänge von 0,5 μm, einem oberflächenverarmten parasitärem Elektronenkanal und einem maximalen Ausgangsstrom von -6 mA/mm bei $U_{GS} = 0V$.

die Sättigungsgeschwindigkeit ist $1 * 10^7\ cm/s$ und das Gate des Transistors ist 0,5 μm lang. Diese GaN/InGaN/GaN HFET Struktur verspricht 2DHG-Ladungsträgerdichten von lediglich $7 * 10^{11}\ cm^{-2}$, so daß nur kleine Ausgangsströme zu erwarten sind. So werden in der Simulation bei einem $U_{GS} = 0V$ Ströme von bis zu -6 mA/mm erreicht (siehe Abbildung 6.4).

6.1.2 CV-Messung an einer p-Kanal HFET-Struktur

Das aus einer CV-Messung extrahierte Ladungsträgerprofil nach Gleichung 6.1

$$N_A(w) = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2[\partial(1/C^2)/\partial U]} \tag{6.1}$$

mit der Weite w der Raumladungszone im Halbleiter

$$w = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r A}{C} \tag{6.2}$$

an einer in Sperrichtung gepolten Ni/Au Schottkydiode, die ein klares p-Typ Verhalten zeigt (siehe Abbildung 6.5), zeigt eine starke Ladungsträgeranhäufung in

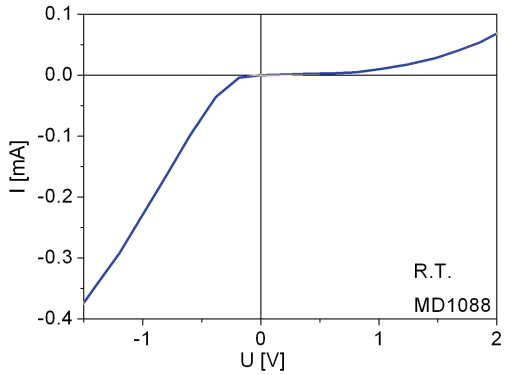


Abbildung 6.5: Die IU-Charakteristik einer Ni/Au Schottky Diode zeigt ein klares p-Typ Verhalten bei Raumtemperatur.

einem schmalen Bereich des unteren InGaN/GaN Heteroüberganges (siehe Abbildung 6.6), an dem das 2DHG entstehen sollte. Das erhaltene Ladungsträgerprofil der GaN/InGaN/GaN Heterostruktur wurde aus einem Spannungsbereich von -1 V bis +5 V der CV-Messung ermittelt, welches den Spannungsbereich von -1 V bis

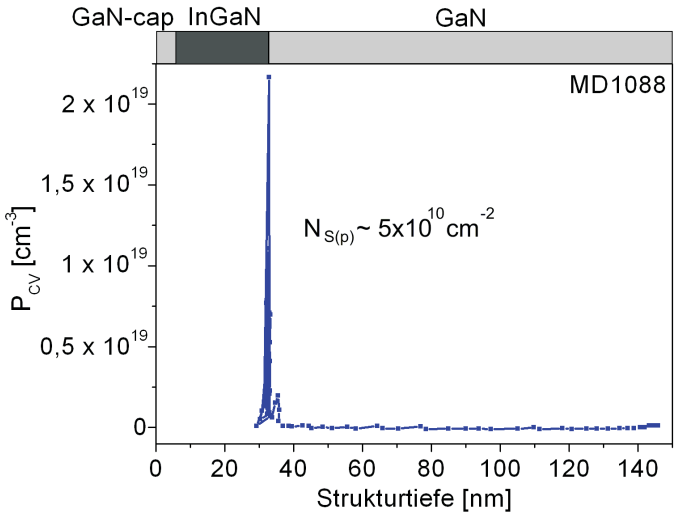


Abbildung 6.6: Aus einer CV-Messung extrahiertes Ladungsträgerprofil einer GaN/InGaN/GaN Heterostruktur. Eine starke Ladungsträgeranhäufung im schmalen Bereich des unteren InGaN/GaN Heteroüberganges ist erkennbar.

+3 V einschließt, der für die Steuerung des HFETs über die Gatespannung U_{GS} von Pinch-off bis voll aufgesteuertem Kanal notwendig ist (siehe DC-Ausgangskennlinie in Abbildung 6.10). Daraus könnte geschlußfolgert werden, daß das gemessene Ladungsträgerprofil, dessen Ladungsträgermaximum an der unteren InGaN/GaN Heterogrenzfläche sitzt, dem Kanal des HFETs entspricht.

6.1.3 Tieftemperatur-Hall-Messung zum 2DHG-Nachweis

Hall-Messungen an einer GaN/InGaN/GaN Struktur führen zu einem klar positiven Hall-Koeffizienten R_H für p-leitfähiges Material mit

$$R_{Hp} = \frac{bU_{Hall}}{BI} = +\frac{1}{qp} \quad , \tag{6.3}$$

wohingegen für n-leitfähiges Material für den Hall-Koeffizienten gelten würde:

$$R_{Hn} = -\frac{1}{qn} \quad . \tag{6.4}$$

Befinden sich im Halbleitermaterial sowohl n-leitende als auch p-leitende Schichten, gilt für den Hallkoeffizienten:

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad . \tag{6.5}$$

Da die untersuchte GaN/InGaN/GaN Struktur, die sowohl auf Saphir- als auch (111)-Si-Substrat epitaktisch realisiert wurde, keine dotierten Schichten beinhaltet, jedoch eine natürliche n-Typ Hintergrunddotierung von etwa $1 * 10^{16}\ cm^{-3}$ besitzt,

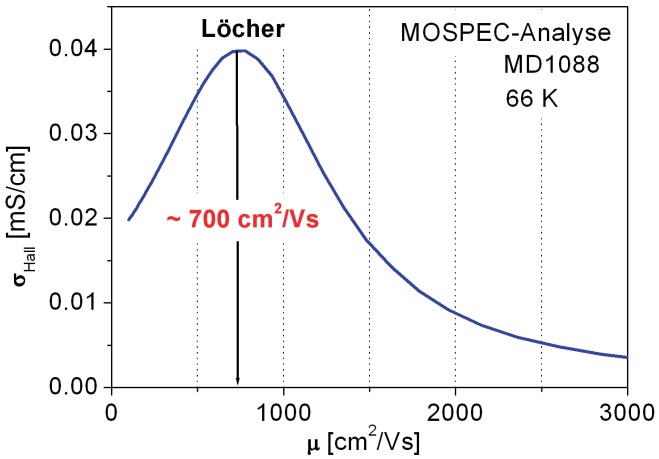


Abbildung 6.7: Löcherbeweglichkeitsspektrum aus Hall-Messung bei 66K mit Multi-Carrier-Analyse nach Beck und Anderson [175].

die das mögliche 2DHG verarmen kann, wird die zu untersuchende Probe auf 66 K tiefgekühlt, um die Hintergrunddotierung einzufrieren und um freie Ladungsträger von lediglich den zweidimensionalen Gasen der Heterogrenzflächen zu messen. Eine MOSPEC- (Mobility-Spectrum-Analysis) und Multi-Carrier-Analyse (Analyse einer Probe mit mehreren Ladungsträgersorten) nach Beck und Anderson [175] bei 66 K führt zu einem Löcher-Beweglichkeitsspektrum mit einem Leitfähigkeitsmaximum bei einer Löcherbeweglichkeit von 700 cm^2/Vs bei 66 K und einer p-Typ Ladungsträgerdichte von $1,0{*}10^{11}\ cm^{-2}$, wie es in Abbildung 6.7 dargestellt ist. Diese hohe Löcherladungsträgerbeweglichkeit und Löcherladungsdichte bei 66 K weist eindeutig auf ein polarisationsinduziertes zweidimensionales Löchergas (2DHG) in der völlig undotierten GaN/InGaN/GaN Heterostruktur hin. Hinzuzufügen ist, daß

die untere InGaN/GaN Heterogrenzfläche, die noch keineswegs für den lateralen Ladungsträgertransport optimiert wurde, eine relativ hohe Grenzflächenrauhigkeit und Ladungsträgerstreuung aufweisen wird, so daß die gemessene Löcherbeweglichkeit von 700 cm^2/Vs bei 66 K noch nicht das Optimum einer solchen 2DHG-Kanal Heterostruktur darstellt.

6.1.4 DC-Ausgangscharakteristik eines 2DHG-Kanal HFETs

Die Messung der DC-Ausgangscharakteristik von 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFETs erfolgt über einen Temperaturbereich von Raumtemperatur bis zu 20 K, in dem sowohl der Gate-Schottkykontakt sperrend als auch die ohmschen Drain- und Sourcekontakte völlig linear und ohmsch bleiben (siehe Abbildung 6.8). Bei

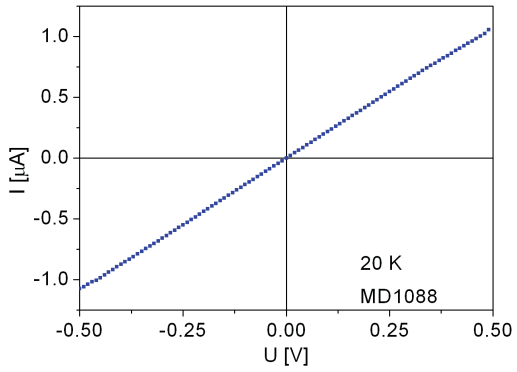


Abbildung 6.8: Lineare Strom-Spannungs-Charakteristik der Drain- und Source-Ohmkontakte der 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFETs bei sowohl R.T. als auch 20 K.

einer Temperatur von 20 K sind Volumenladungsträger im Material ausgefroren und elektrisch inaktiv, so daß nur noch polarisationsinduzierte Ladungsträger des zweidimensionalen Netto-Löchergases meßbar bleiben. Durch die Reduktion der Phononenstreuung bei 20 K gegenüber R.T. sollte der Ausgangsstrom des 2DHG-Kanal HFETs leicht ansteigen, was in Abbildung 6.9 auch zu beobachten ist. Eine Ausgangsstromdichte von ca. 10 $\mu A/mm$ bei einer Gatelänge von 2 μm wird mit dieser oberflächenkompensierten HFET Struktur erreicht (siehe Abbildung 6.10).

Mit Ebeam-lithographisch hergestellten Gates von 0,25 μm Länge können an den selben 2DHG-Kanal HFET Strukturen Ausgangsströme von 30 $\mu A/mm$ bei

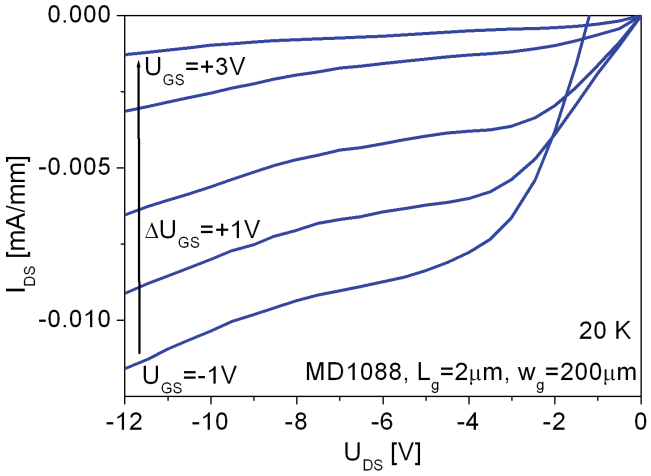


Abbildung 6.9: Ausgangskennlinienfeld eines 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFETs bei 20 K. Es ist keine Ausfrierung der Ladungsträger des p-Kanals erkennbar, vielmehr ist durch eine Reduktion der Phononenstreuung bei tiefen Temperaturen ein leicht erhöhter Ausgangsstrom gegenüber Raumtemperatur meßbar.

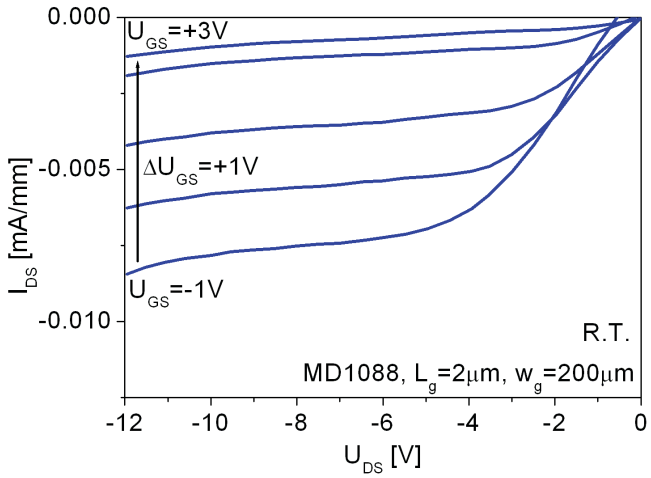


Abbildung 6.10: Ausgangskennlinienfeld eines 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFETs bei R.T. mit einem Ausgangsstrom von ca. 10 $\mu A/mm$ und einer Gatelänge von 2 μm.

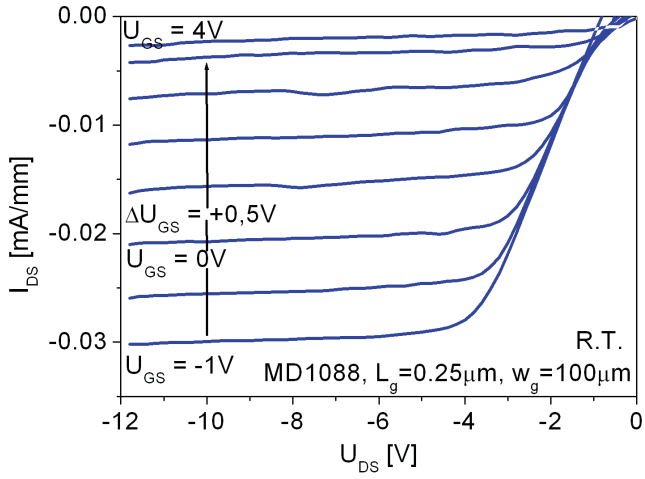


Abbildung 6.11: Ausgangscharakteristik einer 2DHG-Kanal HFET Struktur mit einem bei aufgesteuertem Kanal erzielten Ausgangsstrom von 30 $\mu A/mm$ bei einer Gatelänge von 0,25 μm.

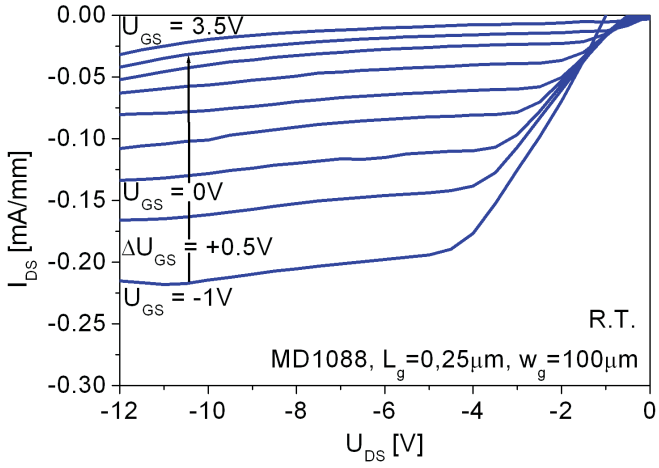


Abbildung 6.12: Verbesserte ohmsche Kontakte führen zu einer Ausgangscharakteristik einer 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur mit einem maximalen Ausgangsstrom von 200 $\mu A/mm$ bei einem Ebeam-lithographisch hergestelltem Gate von 0,25 μm Länge.

Raumtemperatur mit voll aufgesteuertem Kanal bei $U_{GS} = -1V$ erreicht werden (siehe Abbildung 6.11).

Durch eine Verbesserung der lithographischen Prozesse, insbesondere durch neue ohmsche Kontakte, konnte ein maximaler Ausgangsstrom von 200 $\mu A/mm$ bei einem Gate von 0,25 μm Länge mit einer 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur erzielt werden (siehe Abbildung 6.12).

Es kann außerdem hervorgehoben werden, daß DC-Ausgangskennlinien von 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen auf sowohl (111)-Si-Substraten als auch auf Saphir-Substraten gemessen werden konnten.

6.2 P-Kanal HFET Struktur mit Mg-δ-Kompensationsdotierung

Wesentlich höhere Löcherladungsdichten und Ausgangsströme versprechen InGaN-basierende Heterostrukturen, die nicht auf einer 2DEG-Verarmung durch ionisierte ortsfeste Oberflächenladungen beruhen, sondern die über eine Mg-dotierte Akzeptorschicht das parasitäre 2DEG der oberen GaN/InGaN Grenzfläche kompensieren. Dieses „Doping Screening“ durch eine genügend hohe Mg-Dotierung kann das 2DEG in Gegensatz zur Oberflächenverarmung vollständig kompensieren. Da je-

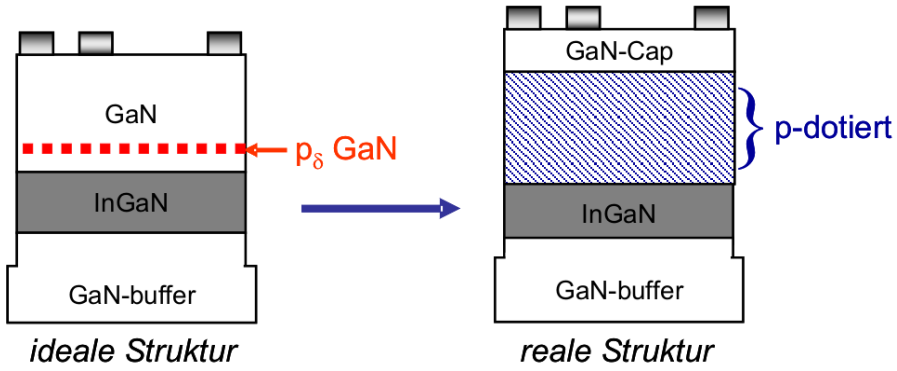


Abbildung 6.13: 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur mit Kompensation des parasitären 2DEGs durch eine Mg-δ-Dotierung.

doch durch das MOCVD-Verfahren neutrale Mg-H-Komplexe während der Mg-Dotierung des Galliumnitrids entstehen, müssen diese durch einen Temperschritt aufgebrochen und der Wasserstoff aus dem GaN herausdiffundiert werden, um eine

p-Dotierung zu erhalten. Gleichzeitig wird im Temperschritt die Mg-Dotierung aktiviert, was jedoch für eine Kompensationsdotierung nicht notwendig wäre. So sind nur maximale Löcherkonzentrationen von ca. $2*10^{17}\ cm^{-3}$ möglich, so daß die ideale Akzeptor-δ-Dotierung durch eine Mg-dotierte Schicht ersetzt werden muß (siehe Abbildung 6.13), die so dick sein sollte, daß die Löcherladungsdichte vom Betrag her der an der Heterogrenzfläche durch Polarisation entstandenen Elektronendichte des 2DEGs entspricht, um diese vollständig zu kompensieren.

Eine genügend dicke GaN-Cap Schicht in der HFET Struktur soll Gate-Schottky-Kontakte mit gut sperrenden Eigenschaften ermöglichen.

6.2.1 Simulation eines Mg-kompensierten 2DHG-Kanal HFETs

Eine Bauelementesimulation durch SILVACO an einer Mg-kompensierten GaN /

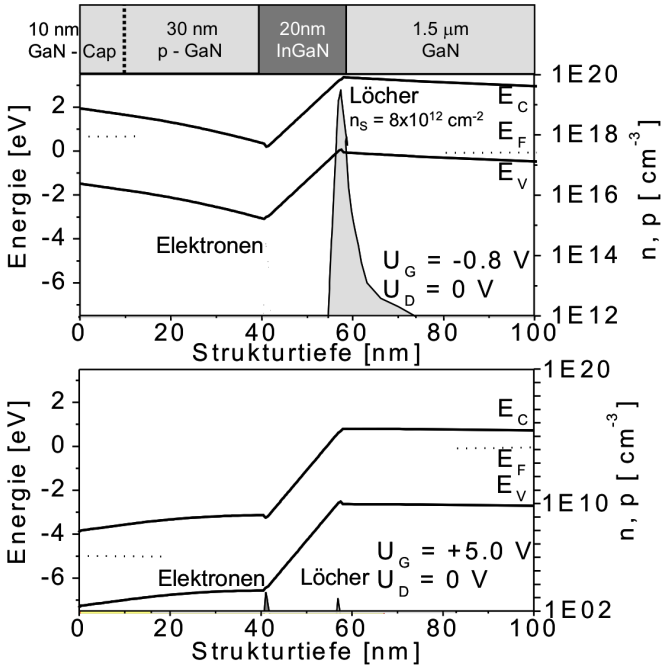


Abbildung 6.14: SILVACO-simulierte Mg-Akzeptor-kompensierte ($N_A = 2 * 10^{17}\ cm^{-3}$) 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur mit 20 nm dicken InGaN-Quantentopf (In-Gehalt=15%) im aufgesteuertem Zustand bei $U_{GS} = -0,8V$ (obere Abbildung) und Pinch-off bei $U_{GS} = +5V$ (untere Abbildung).

InGaN / GaN HFET Struktur mit einer 30 nm dicken p-dotierten GaN Schicht, die eine Löcherkonzentration von $2 * 10^{17}\ cm^{-3}$ mit einer Aktivierungsenergie von $\triangle E_A = 170\ meV$ besitzt, führt zu dem in Abbildung 6.14 gezeigtem Banddiagramm im aufgesteuertem Zustand bei $U_{GS} = -0,8V$ als auch im Pinch-off bei $U_{GS} = +5V$. Die p-dotierte Schicht befindet sich überhalb des InGaN-Quantentopfes in der Steuerstrecke des HFETs, der mit einer 10 nm dicken GaN-Cap-Schicht bedeckt ist. Der In-Gehalt von 15% in der 20 nm dicken InGaN-Schicht führt zu einer Löcherladungsdichte von $8*10^{12}\ cm^{-2}$ an der unteren InGaN/GaN Heterogrenzfläche. Desweiteren wird eine n-Typ Hintergrunddotierung von $1*10^{14}\ cm^{-3}$, eine 2DHG-Beweglichkeit von 300 cm^2/Vs und eine Gatelänge von 0,5 μm angenommen. Daraus resultieren simulierte Ausgangsströme des HFETs von bis zu -140 mA/mm bei einem U_{GS} von -0,8 V (siehe Abbildung 6.15).

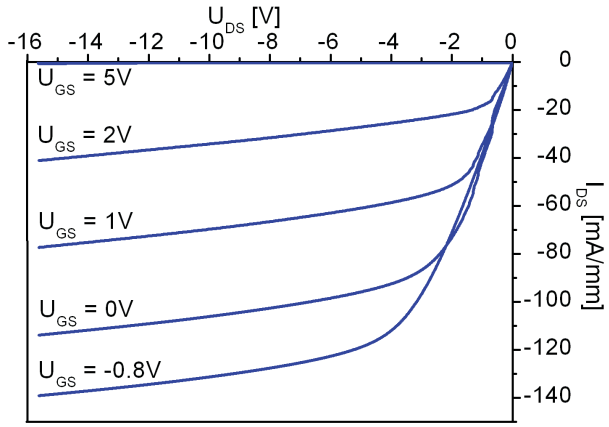


Abbildung 6.15: Simuliertes DC-Ausgangskennlinienfeld einer Mg-Akzeptor-kompensierten 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur mit einem maximalen Ausgangsstrom von -140 mA/mm.

6.2.2 Charakterisierung eines Mg-kompensierten 2DHG-Kanal HFETs

Eine Mg-Akzeptor-kompensierte 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur wurde mit einem 20 nm dicken InGaN-Quantentopf mit einem In-Gehalt von 15% epitaktisch in einer MOCVD realisiert (siehe Abbildung 6.16). Die Mg-dotierte Schicht mit einer Löcherkonzentration von $2*10^{17}\ cm^{-3}$ ist 30 nm dick und schließt sowohl 20 nm GaN-Material als auch 10 nm InGaN-Material ein. Die teilwei-

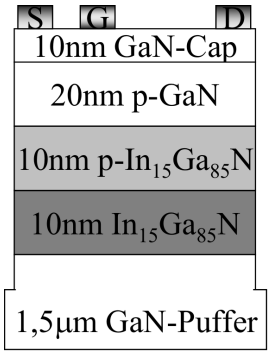


Abbildung 6.16: Schema einer epitaktisch realisierten 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN Heterostruktur mit einem In-Gehalt von 15% im 20nm dicken InGaN-Quantentopf und einer 30 nm dicken Mg-dotierten Schicht zur Kompensation des parasitären 2DEGs.

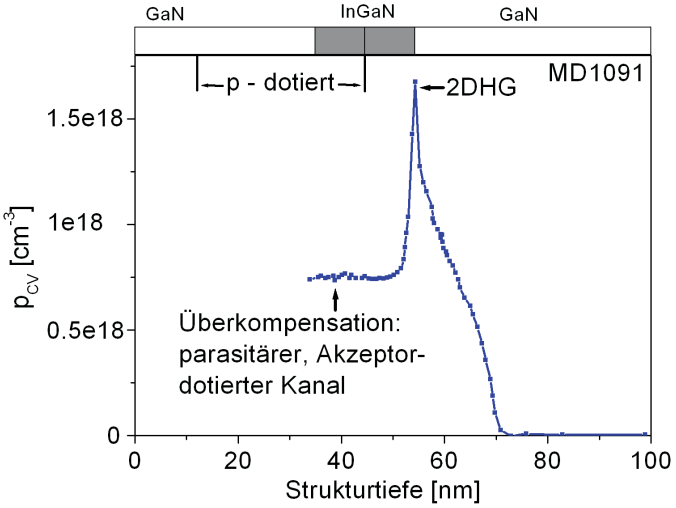


Abbildung 6.17: Ladungsträgerprofil der Mg-kompensierten 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur extrahiert aus einer CV-Messung an einer Ni/Au Schottkydiode.

se p-Dotierung des InGaN-Quantentopfes unterscheidet sich zur Simulation, da eine dünnere Halbleiterschicht in der Steuerstrecke die Steilheit des Transistors begünstigt und außerdem die Aktivierungsenergie der Mg-Akzeptoren deutlich herabsetzt. Außerdem verspricht eine p-Dotierung der oberen GaN/InGaN-Grenzfläche

eine wesentlich größere Grenzflächenrauhigkeit und damit eine höhere Elektronenstreuung und niedigere n-Leitfähigkeit. Die Heterostruktur wird mit einer 10 nm dicken undotierten GaN-Cap-Schicht abgeschlossen.

CV-Messungen an der Mg-kompensierten 2DHG-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur resultieren in einem Ladungsträgerprofil, welches in Abbildung 6.17 gezeigt ist. Darin ist deutlich der schmale polarisationsinduzierte 2DHG-Spike an der unteren InGaN/GaN-Grenzfläche und eine Überkompensation des parasitären 2DEG-Kanals erkennbar, das wiederum zu einem parasitären p-dotiertem Kanal parallel zum 2DHG-Kanal führt.

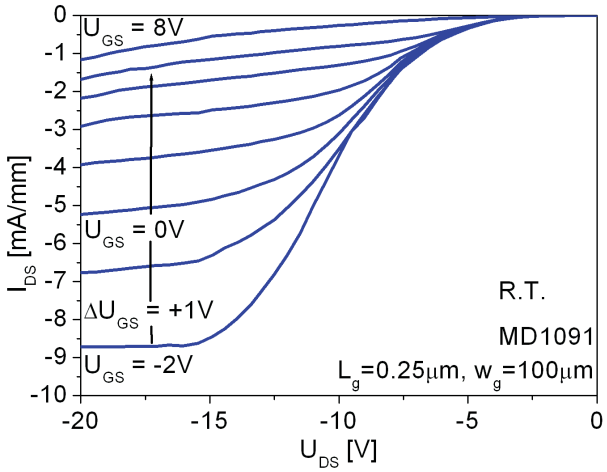


Abbildung 6.18: DC-Ausgangscharakteristik einer Mg-kompensierten p-Kanal GaN/InGaN/GaN HFET Struktur (0,25 μm Gatelänge) mit nicht optimierten p-Typ Kontakten.

DC-Ausgangsströme von ca. -9 mA/mm im aufgesteuertem Zustand bei R.T. (siehe Abbildung 6.18) mit einem Strombeitrag durch den parasitären Mg-überkompensierten parallelen Kanal zum 2DHG und -6 mA/mm bei 20 K und ausgefrorener paralleler p-Typ Kompensationsschicht für Gatelängen von 0,25 μm konnten erzielt werden, wobei nicht optimierte p-Typ Kontakte verwendet wurden und somit verbesserte ohmsche Kontakte einen noch höheren Ausgangsstrom an diesen Mg-kompensierten HFET-Strukturen versprechen.

7 Technologie freistehender GaN- und AlGaN/GaN-Sensorstrukturen

GaN-basierende, polare elektromechanische Strukturen versprechen hoch empfindliche, temperaturstabile sowie chemisch inerte Sensoren. Das in dieser Arbeit ver-

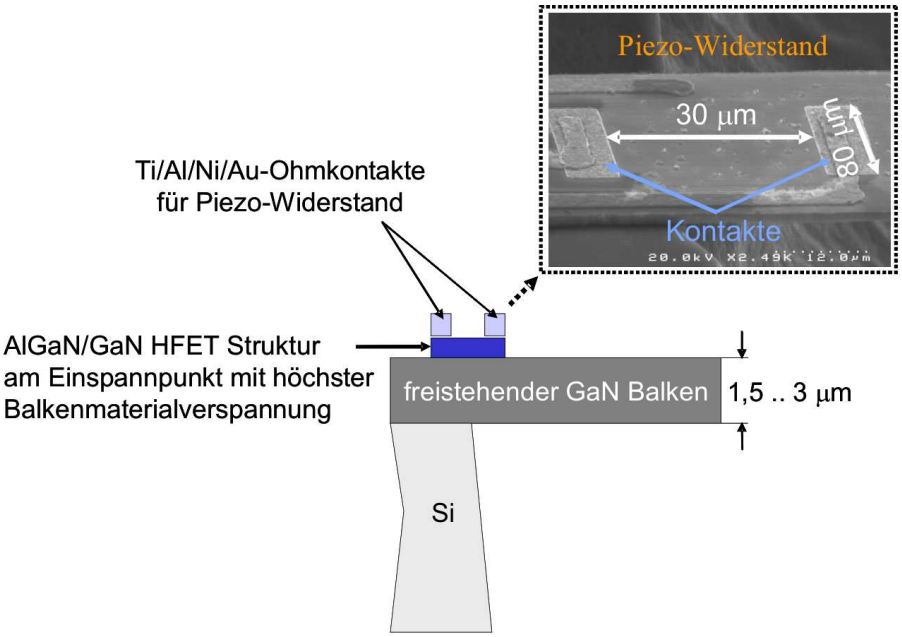


Abbildung 7.1: Schema einer freistehenden GaN-Balken Kraftsensorstruktur auf einem (111)-Si Substrat. Die REM-Aufnahme eines Piezo-Widerstandes am Einspannungspunkt des GaN-Balkens zeigt die Abmessungen der elektronischen Auswerteeinheit auf der mechanischen GaN-Mikrostruktur.

wendete GaN-Material wurde von Dr. A. Dadgar und Prof. A. Krost von der Universität Magdeburg ausschließlich auf (111)-Siliziumsubstrat auf einer MOCVD gewachsen [38]. Denn Grundlage zur Herstellung von freistehenden GaN-Membranen

als Druck- bzw. Kraftsensoren bildet das hier verwendete (111)-Si Substrat, welches durch herkömmliche Si-Technologie strukturiert und trockenchemisch geätzt werden kann [79]. Dabei werden in dieser Arbeit sowohl ein Frontseitenprozeß, der über ein RIE-Verfahren zu freistehenden GaN-Balken durch Unterätzung führt, als auch ein Rückseitenprozeß, der über ein anisotropes Siliziumätzen durch das Bosch-Verfahren im ICP-Ätzer (Ion-Coupled-Plasma) realisiert wird, eingeführt. Die elek-

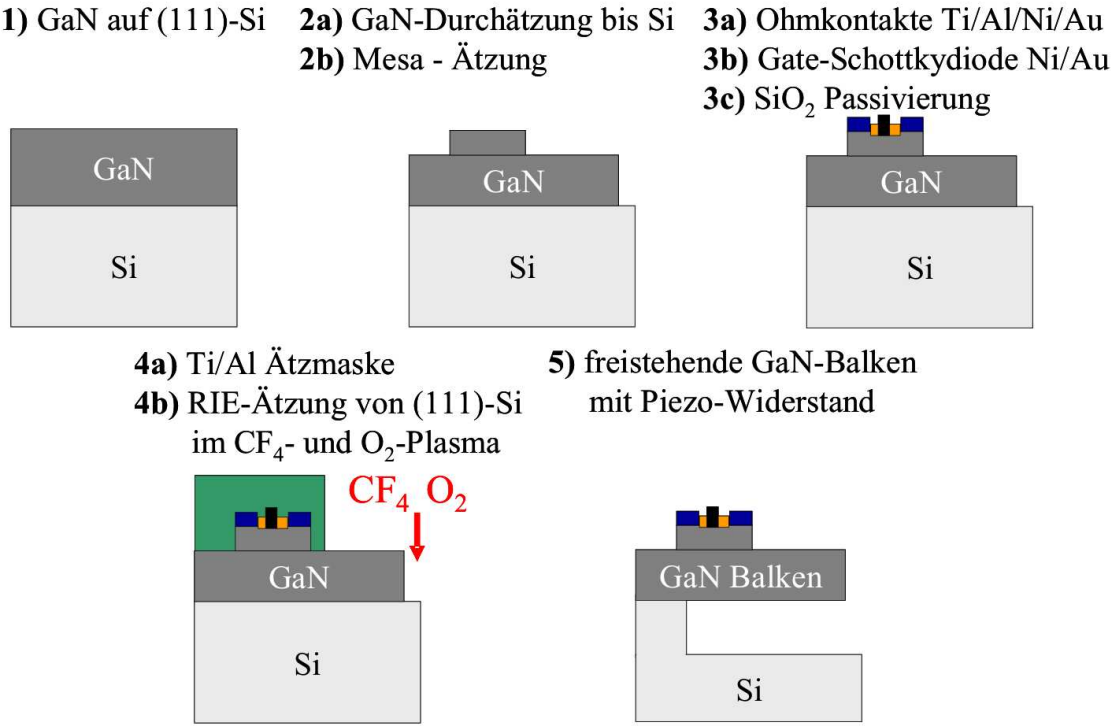


Abbildung 7.2: Schematischer Überblick der Frontseitentechnolgie für freistehende GaN-Balken-Strukturen auf (111)-Si Substrat, die auf einer Unterätzung der GaN-Balken in der RIE im CF_4- und O_2-Plasma basiert.

tromechanische Kopplung zwischen den mechanischen GaN-Mikrostrukturen und einer Auswerteelektronik sind die am Aufhängungspunkt (Einspannpunkt) der freistehenden GaN-Balken technologisch realisierten Piezowiderstände und AlGaN/GaN HFET-Strukturen. Abbildung 7.1 illustriert den Aufbau einer solchen Kraftsensor-Balkenstruktur, bei der 1,5 bis 3 μm dickes GaN auf einem (111)-Si Substrat verwendet wurde. Die aktive Schicht wird durch eine AlGaN/GaN-Heterostruktur

oder einer n-dotierten GaN Schicht verwirklicht, die über ohmsche n-Typ Kontakte elektrisch kontaktiert wird. Darüberhinaus sind in Abbildung 7.1 die Abmessungen der am Einspannpunkt-Punkt realisierten Piezo-Widerstände auf einer REM-Aufnahme ersichtbar. Gleiche Abmessungen wurden auch für die HFET-Strukturen verwendet, wobei das Gate genau in der Mitte der beiden Ohmkontakte platziert wurde. Die technologische Prozeßabfolge für GaN-basierende elektromechanische Balkenstrukturen auf (111)-Si Substrat wird in Abbildung 7.2 durch einen kurzen schematischen Überblick dargestellt, deren technologische Prozesse detailliert in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

7.1 Definition der GaN-Balkenstrukturen durch tiefe und flache Mesa vor dem Membranätzen

Zur Definition der freistehenden GaN-Balkenstrukturen und deren aktive Bereiche zur elektronischen Auswertung mechanischer Veränderungen des GaN-Materials durch äußere Kraftausübung auf den Balken werden im ersten Schritt die GaN-Balkenstrukturen auf dem Siliziumsubstrat freigestellt, indem durch physikalisches Ar- Sputterätzen im Ar-Plasma der Perkin Elmer mit 150 W und 50 mTorr der gesamte GaN-Puffer von bis zu 3 μm Dicke innerhalb von 200 min durchgeätzt wird (siehe Tabelle 7.1). Dafür wird eine AZ5214E-Lackmaske verwendet, die mit-

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Belackung	Lackschleuder	AZ5214E, 6500U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	100°C, 90s
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 6,5s
Entwicklung		AZ726MIF, 25s
Aushärtung	Hotplate	110°C, 90s
GaN-Durchätzung	Perkin Elmer	150W, Ar, 50mTorr, 200min
Lackentfernung		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol

Tabelle 7.1: Tiefe Mesa - Prozeßparameter für die trockenchemische Durchätzung des GaN-Materials bis zum Si-Substrat.

tels MJB3-Kontaktbelichtung strukturiert und für 90 s bei 110°C auf der Hotplate ausgehärtet wird. Die laterale elektrische Isolation der Piezowiderstände und HFET-Strukturen auf dem Aufhängungspunkt der GaN-Balken wird durch eine

Mesa-Ätzung realisiert, die der Mesa-Technologie der HFET-Herstellung entspricht (siehe Tabelle 5.2).

7.2 Kontakte auf elektromechanischen n-Kanal GaN-Strukturen und deren Passivierung durch Siliziumnitrid

Zur Kontaktierung der aktiven Gebiete der elektromechanischen GaN-Strukturen werden ohmsche n-Typ Kontakte und Schottky-Kontakte verwendet, deren lithographische Herstellung identisch zur HFET-Technologie ist (vgl. Tabellen 5.3, 5.4). Lediglich die Metallisierung der ohmschen Kontakte für n-Kanal Strukturen unterscheidet sich, da hierfür eine Ti(20nm)/Al(120nm)/Ni(20nm)/Au(80nm) - Metallstapelfolge verwendet wird, die bei 860°C für 30s in einem Zwei-Schritt-Legierprozeß in einer Stickstoffatmosphäre des RTAs getempert wird (siehe Tabelle 7.2). Ein abschließender Passivierungsschritt mit Si_3N_4 ist ebenfalls mit dem Prozeß der HFET-Technologie vergleichbar (siehe Tabelle 5.6).

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
HCL-Dip		heiße HCL 32%, 30s
Metallisierung	Temescal	Ti(20nm)/Al(120nm)/Ni(20nm)/Au(80nm)
Lift-off		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol
Temperung	RTA	1. 30s bei 600°C/N_2, 2. 30s bei 860°C/N_2

Tabelle 7.2: Ohmkontakt-Metallisierung der n-Typ Piezo-Widerstände und n-Kanal HFET-Strukturen.

7.3 Freistehende GaN-Membranen durch Front- und Rückseitentechnologie

Die Separation des GaN´s vom Si-Substrat ist durch die starke Selektivität des Ätzverhaltens zwischen GaN und Si möglich und kann über zwei Technologien erfolgen, die beide über trockenchemisches (111)-Si-Ätzen zu freistehenden GaN-Balken führen. Zum einen kann ein Frontseitenprozeß eingeführt werden, der mit

herkömmlicher Frontseiten-Lithographie und einem RIE-Ätzer verwirklicht werden kann. Jedoch wird dieser Prozeß lediglich wegen der einfacheren Technologie in Li-

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
Belackung	Lackschleuder	TI35ES, 4000U/min, 60s
Ausbacken	Hotplate	95°C, 2min
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 15s, 10min warten!
Reversal Bake	Hotplate	120°C, 2min
Flutbelichtung	MJB3	21mW/cm^2, 45s
Entwicklung		AZ400K:H_2O=1:4, 30s
Metallaufdampfung	Temescal	Ti(100nm)/Al(750nm)
Lift-off		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol
Unterätzung	RIE	400W, 45sccm CF_4, 5sccm O_2, 40mTorr, 6h=(3x2)h
Maskenentfernung		HF (2%), 10s

Tabelle 7.3: Prozeßparameter für die Unterätzung des GaN´s auf (111)-Si-Substrat durch Frontseitentechnologie mittels RIE-Ätzung.

thographie und Si-Ätzung verwendet, wobei die Unterätzung der GaN-Balken im RIE-Verfahren zu ungleichförmigen Ätzgruben und Ätzrändern unterhalb der GaN-Balkenstrukturen, insbesondere an den Einspannpunkten führt, so daß zukünftig ein Rückseitenprozeß zu favorisieren ist, jedoch in dieser Arbeit dem Frontseitenprozeß der Vorzug gegeben wurde. Alternativ zur trockenchemischen Ätzung des Siliziums wäre eine naßchemische Variante mittels KOH, jedoch ist diese Base nur ideal für (100)-Si-Facetten, nicht aber für (111)-Si geeignet, so daß das hier verwendete Substrat nur lateral naßchemisch geätzt werden könnte.

Für den Frontseitenprozeß wird eine dicke Al-Maske verwendet, die durch den TI35ES-Lack über einen Lift-off Prozeß strukturiert werden kann. Der TI35ES-Lack wird bei 4000 U/min aufgeschleudert, für 2 min bei 95°C ausgebacken und für 15 s bei 21 mW/cm^2 Lichtleistungsdichte im MJB3 belichtet. Nach einer 10-minütigen Ausdiffusionszeit für den Lack wird dieser für einen Image-Reversal-Prozeß für 2 min bei 120°C auf der Hotplate gebacken und anschließend im MJB3 für 45 s bei 21 mW/cm^2 flutbelichtet. Nach dessen 30-sekündige Entwicklung im AZ400K-Entwickler, der mit 4 Anteilen Wasser verdünnt wird, kann die Ti(100nm)/ Al(750nm) - Ätzmaskenmetallisierung aufgedampft werden, die über einen Lift-off-Prozeß in 1M2P abschließend skrukturiert wird. Die Unterätzung der 100 μm

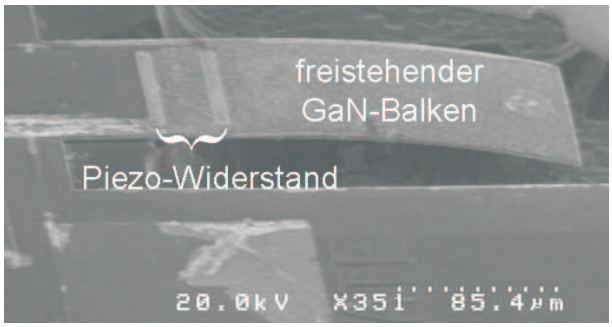


Abbildung 7.3: Freistehende GaN-Balkenstruktur, die durch einen Frontseitenprozeß mit einer Al-Maske und RIE-Ätzen im CF_4/O_2-Plasma verwirklicht wurde. Am Aufhängungspunkt des Balkens ist ein Piezo-Widerstand erkennbar, der für elektromechanische Messungen genutzt wird.

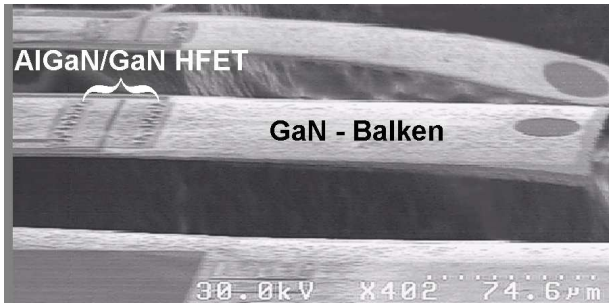


Abbildung 7.4: Freistehende GaN-Balkenstruktur, die durch einen Frontseitenprozeß (RIE-Ätzung) verwirklicht wurde und die am Einspannpunkt-Punkt des Balkens eine AlGaN/GaN HFET-Struktur mit einem 2 μm langem Gate besitzt.

breiten GaN-Balken kann sodann in der RIE bei 400 W, 40 mTorr und einem (45sccm)-CF_4- und (5sccm)-O_2-Plasma für 6 h erfolgen, wobei wegen der Wärmeentwicklung Ätzschritte von 2 h eingeführt wurden. Der abschließende HF-Dip entfernt die Maske, wobei unbedingt darauf zu achten ist, daß der GaN-Wafer nicht mit der Stickstoffpistole getrocknet wird, da sonst die mechanischen Mikro-Strukturen beschädigt werden könnten. Die Abbildungen 7.3 und 7.4 zeigen durch den Frontseitenprozeß hergestellte freistehende GaN-Balkenstrukturen, die an ihrem Einspannpunkt einen Piezowiderstand bzw. eine AlGaN/GaN HFET Struktur mit einem 2 μm langem optischen Gate besitzen.

Zum anderen kann ein Rückseitenprozeß eingeführt werden, der durch einen ICP-Bosch-Ätzprozeß sehr definierte, glatte Si-Ätzkanten erzeugt und der es erforderlich macht, die Wafer mit einer Infrarot-Durchlichteinheit am MJB3 von der Rückseite zu strukturieren. Dieser Prozeß ist vor allem für die Prozessierung ganzer Wa-

Schritt	Maschine	Prozeßparameter
SiO_2-Layer	Oxford-PECVD	300W, 300°C, SiO_2, $4\mu m$
Belackung	Lackschleuder	AZ9260, 1800U/min, 45s
Ausbacken	Hotplate	110°C, 3min
Belichtung	MJB3	21mW/cm^2, 36s
Entwicklung		AZ400K:H_2O=1:4, 200s
SiO_2-Ätzung	RIE	600W, CF_4, 45sccm, 40mTorr, 110min
Entlackung		1M2P 150°C, Aceton, Isopropanol
ICP-Si-Ätzung	ICP	Boschprozeß, 300Zyklen=(6x50)Zyklen mit 10min Pause Ätzschritt: 700W, 20W DC-Leistung, SF_6, 100sccm, 35mTorr, 5s Passivierschritt: 700W, 15W DC-Leistung, C_4F_8, 80sccm, 35mTorr, 5s

Tabelle 7.4: Prozeßparameter für die Herstellung freistehender GaN-Membranen durch Ätzung des (111)-Si-Substrates über Rückseitentechnologie mittels ICP-Bosch-Ätzung.

fer geeignet, da einzelne Probenstücke durch die reduzierte Wärmeabfuhr über den Gasstrom erhitzen und der ICP-Ätzprozeß stark beeinflußt wird [36]. Für die strukturierte (111)-Si-Ätzung durch den Bosch-ICP-Prozeß wird eine $4\mu m$ dicke SiO_2-Maske benötigt, die in der Oxford-PECVD bei 300 W und 300°C abgeschieden wird (siehe Tabelle 7.4). Die Oxidschicht wird sodann durch einen RIE-Ätzprozeß bei 600 W und 40 mTorr im CF_4-Plasma für 110 min strukturiert, wofür eine AZ9260-Lackmaske verwendet wird. Dieser Lack wird bei 1800 U/min für 45 s aufgeschleudert, 3 min lang bei 110°C ausgebacken, im MJB3 für 36 s bei 21 mW/cm^2 belichtet und im mit Wasser verdünnten AZ400K-Entwickler (AZ400K:H_2O=1:4) für 200 s entwickelt. Der ICP-Ätzprozeß zum Durchätzen des 300 μm dicken (111)-Si-Substrates besteht aus insgesamt 300 Zyklen, die jeweils einen 5-sekündigen Ätzschritt im SF_6-Plasma bei 700 W und einen 5-sekündigen Passivierschritt beinhalten.

Die Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen durch den ICP-Rückseitenprozeß hergestellte freistehende GaN-Balkenstrukturen mit definierten, steilen (111)-Si-Substratkanten.

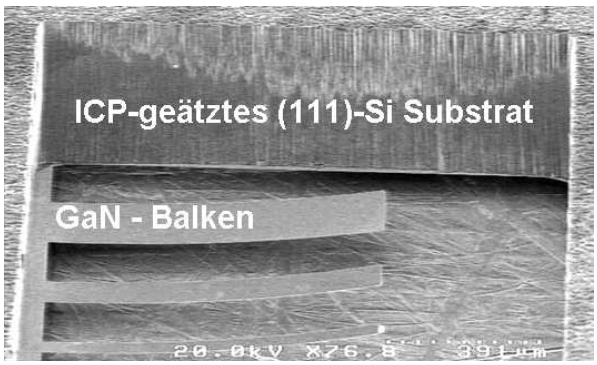


Abbildung 7.5: Freistehende GaN-Balkenstrukturen mit durchgeätztem 300 μm dickem (111)-Si-Substrat, die durch einen ICP-Rückseitenprozeß mit einer 4 μm dicken SiO_2-Maske im SF_6-Plasma realisiert wurde [79] (P. Benkart, Abteilung für Elektronische Bauelemente und Schaltungen, Universität Ulm).



Abbildung 7.6: Am Aufhängungspunkt des Balkens prozessierter Piezo-Widerstand für elektromechanische Messungen [79] (P. Benkart, Abteilung für Elektronische Bauelemente und Schaltungen, Universität Ulm).

8 Piezoelektrische Eigenschaften von GaN und AlGaN/GaN Sensor Strukturen

Elektromechanische GaN-Strukturen mit ihren piezoresistiven sowie piezoelektrischen Eigenschaften unterscheiden sich zu herkömmlich verwendeten Piezokeramiken durch ihre Kombination aus Halbleiter- mit Piezo-Material. Eine elektromechanische Charakterisierung solcher Sensorstrukturen führt demnach zu einer Piezoantwort des Sensorsystems, die in den folgenden Abschnitten über elektrische und mechanische Untersuchungen an einfach sowie doppelt eingespannten GaN-Balken zu extrahieren ist.

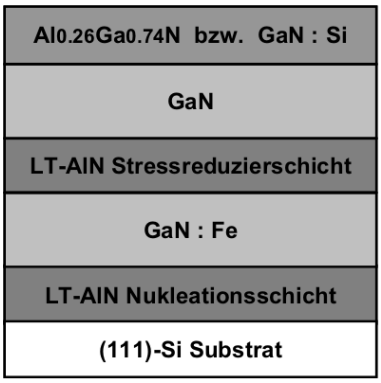


Abbildung 8.1: Verwendetes Balkenmaterial mit aktiver Schicht für eine elektromechanische Charakterisierung. Neben dem GaN-Material befinden sich im freistehenden Balken LT-AlN Schichten sowie eine Fe-Dotierung.

Es werden freistehende GaN-Balken mit Dicken von 1,5 μm und 3 μm für elektromechanischen Untersuchungen verwendet, wobei durch fehlangepaßtes epitaktisches Wachstum des GaN´s auf (111)-Si Fremdsubstrat jeweils eine LT-AlN Nukleations-

und Stressreduzierschicht nötig wird [40], [41], die nach der Freistellung der Balkenstrukturen durch das Si-Ätzen weiterhin im GaN-Material des Balkens verbleiben (siehe Abbildung 8.1). Durch die partielle Entfernung des Si-Substrates durch trockenchemische Ätzverfahren erfahren die GaN-Balkenstrukturen eine Vorverspannung. Darüberhinaus befindet sich im unteren GaN-Substrat eine Fe-Dotierung, die durch ihre tiefen Trap-Zustände die natürliche n-Hintergrunddotierung des undotierten GaN-Materials kompensieren soll [39]. Die aktive Schicht des piezoresistivem Materials des Sensor-Wafers #MD1371 besteht aus einer Si-dotierten n-Typ Schicht mit einer Elektronendichte von $n_S = 3 * 10^{11}\ cm^{-2}$ und einer n-Leitfähigkeit von 1,7 S/cm, wohingegen der Wafer #MD1674 mit einer AlGaN/GaN HFET Struktur, die einen 25 nm dicken AlGaN Quantentopf mit einem Al-Gehalt von 26% besitzt, Elektronendichten von $n_S = 8 * 10^{12}\ cm^{-2}$ aufweist. Die für die elektromechanische Charakterisierung verwendeten GaN-Balken sind bei einer Länge von 200 μm 100 μm breit und besitzen an ihrem Einspannpunkt Piezo-Widerstände bzw. HFET-Strukturen (Gatelänge 2 μm) mit einem Kontaktabstand von 30 μm bei einer Kontaktweite von 80 μm.

8.1 Mechanische Charakterisierung des GaN-Balkenmaterials

Die Verbiegung der GaN-Balken erfolgt über eine schrittmotorgesteuerte Nadel, die im Fall eines einseitig eingespannten Balkens unterhalb des Balkenendes angesetzt wird, so daß die Balkenstruktur aufwärts gebogen werden kann. Die beidseitig eingespannten Balken werden hingegen genau in ihrer Mitte durch diese Nadel mit definierter Kraft nach unten gedrückt, was insbesondere für die mechanische Charakterisierung des 1,5 μm dicken GaN-Balkenmaterials verwendet wird. Dafür wird ein Kraft-Weg-Diagramm aufgenommen, welches die für eine definierte vertikale Auslenkung des beidseitig eingespannten Balkens benötigte Kraft F darstellt (siehe Messpunkte in Abbildung 8.2). Die so ermittelte Messreihe wird sodann mit den in ANSYS simulierten Kraft-Weg-Kurven für beidseitig eingespannte Balken, die sich in ihrem angenommenen Elastizitätsmodul unterschieden, verglichen, woraus ein E-Modul von 250 GPa für das gemessene GaN-Balkenmaterial bestimmt werden kann, so daß bereits ermittelte E-Modulwerte für GaN-Material bestätigt werden können [72]. In die Simulation floß bereits die Vorverspannung des GaN-Balkens von 125 MPa ein, die dafür verantwortlich ist, daß die Balken ohne Krafteinwirkung nach unten gebogen sind. Über eine REM-Vermessung der Balkenverbiegung kann

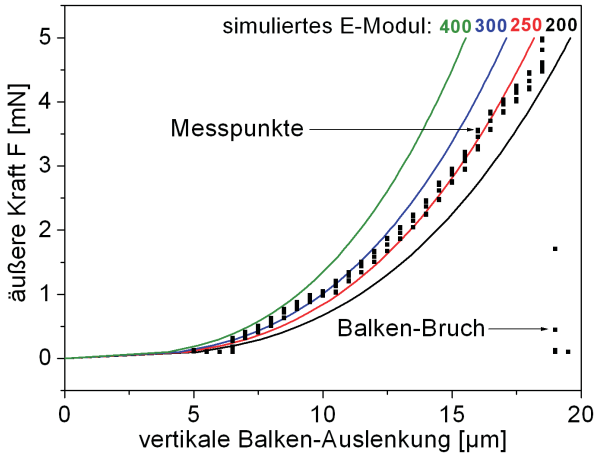


Abbildung 8.2: Kraft-Weg-Diagramm eines beidseitig eingespannten 1,5 μm dicken GaN-Balkens. Der Vergleich der Meßreihe mit den simulierten Kraft-Weg-Kurven, die sich in ihrem angenommenen Elastizitätsmodul unterschieden, führt zu dem E-Modul des GaN-Balkenmaterials von $E \sim 250GPa$ [79] (F.J. Hernández-Guillén, Abteilung für Elektronische Bauelemente und Schaltungen, Universität Ulm).

die Vorverspannung des GaN-Balkens ermittelt werden.

Darüberhinaus kann durch die Auftragung der mechanischen Verspannung $\sigma = F/A$ über die Dehnung $\varepsilon = \triangle l/l$ eine Bruchspannung des GaN-Materials von $\sigma_{Bruch} = 350$ MPa ermittelt werden (siehe Abbildung 8.3).

Mit dem E-Modul des verwendeten GaN-Balkenmaterials, dem Spannungs - Dehnungs - Diagramm aus Abbildung 8.3 und der elektromechanischen Abhängigkeit, die sich aus einer von der Auslenkung eines einseitig eingespannten Balkens abhängige Piezo-Widerstandsänderung an demselben GaN-Balkenmaterial ergibt (siehe folgender Abschnitt), kann ein K-Faktor von $K = (\triangle R/R)/(\triangle l/l) = 90$ für die elektromechanische Empfindlichkeit für das GaN-Material mit einer AlGaN/GaN HFET Struktur angegeben werden, das wiederum frühere Messungen bestätigt [176]. Beachtung dabei müssen neben den klassischen piezoresistiven Einflüssen auch piezoelektrische Einflüsse durch die durch mechanische Verspannungen induzierten Volumendotierungen und 2DEG- Ladungsträgerdichteänderungen

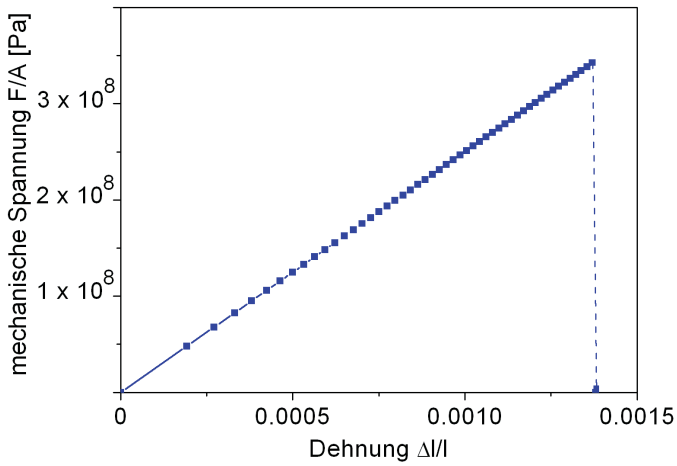


Abbildung 8.3: Spannungs-Dehnungs-Diagramm eines beidseitig eingespannten 1,5 μm dicken GaN-Balkens, das zu einer Bruchspannung des untersuchten GaN-Materials von $\sigma_{Bruch} = 350MPa$ führt. Unter Einbezug elektromechanischer Messungen kann eine elektromechanische Empfindlichkeit der GaN-Balken-Sensorstruktur mit einem AlGaN/GaN HFET von $K = (\triangle R/R)/(\triangle l/l) \sim 90$ ermittelt werden [79].

durch Änderung der AlGaN/GaN-Grenzflächenverspannung als auch parasitäre Effekte wie eine Ladungsträgermodulation an den LT-AlN Stressreduzierschichten und Ladungskompensationen durch Fe-Dotierungen im GaN-Puffer finden.

8.2 Elektromechanische Charakterisierung der GaN- und AlGaN/GaN-Kraftsensoren

Elektromechanische Messungen zur Bestimmung der Piezo-Antwort des polaren GaN-Sensorsystems erfolgen an einseitig eingespannten GaN-Balken ($L = 200$ μm, W=100 μm), die an ihrem Aufhängungspunkt einen n-dotierten Piezo-Widerstand ($L = 30$ μm, W=80 μm) oder eine AlGaN/GaN HFET Struktur mit einem 2 μm langem Gate besitzen. Sowohl die GaN als auch AlGaN/GaN Struktur besitzt genau eine LT-AlN Stressreduzierschicht, jedoch unterscheiden sich die GaN-

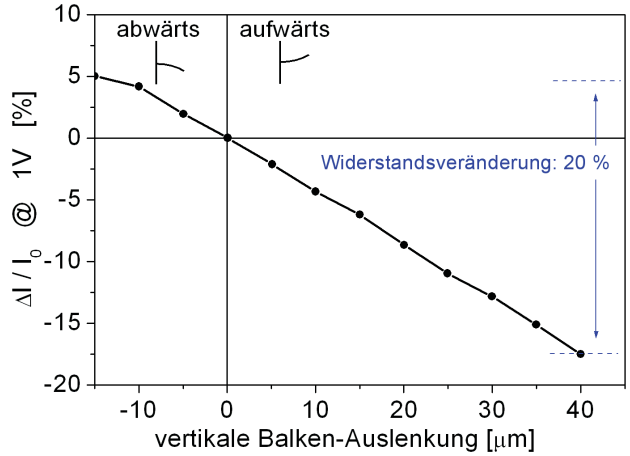


Abbildung 8.4: Piezo-Antwort eines elektromechanischen GaN-Sensorsystems mit Piezo-Widerstand auf n-dotierter GaN-Schicht ($n_S = 3*10^{11}\ cm^{-2}$) am Einspannpunkt des einseitig eingespannten Balkens (bei U=1 V und I_0=24 μA). Eine 40 μm Balken-Aufwärtsbiegung führt zu einer um ca. 20% veränderten Kanalleitfähigkeit, verursacht durch eine verspannungsinduzierte GaN-Volumenmaterial p-Typ Polarisationsdotierung und einer daraus resultierenden Elektronenkanalverarmung (P. Benkart, Abteilung für Elektronische Bauelemente und Schaltungen, Universität Ulm).

Pufferschichtdicken voneinander. So mißt die Fe-kompensierte GaN-Pufferschichtdicke der HFET Struktur 1,5 μm und die ebenfalls Fe-enthaltende Pufferschichtdicke der dotierten Piezowiderstandsstruktur 3 μm. Die 200 μm langen Balken werden mit einer schrittmotorgesteuerten Nadel an ihrem Balkenende in 5 μm Schritten definiert angehoben und nach einer Einschwingzeit des Systems von 10 min, um die Einwirkungen von Trapzuständen und Schwingungen auf die elektrische Antwort auszuschließen, wird in einer lichtabgeschirmten Meßkammer die Leitfähigkeitsänderung der aktiven Schicht über eine Stromveränderung im Piezowiderstand bzw. in der HFET-Ausgangskennlinie gemessen.

Die GaN-Sensorstrukturen mit der Si-dotierten Schicht und dem darauf platzierten Piezo-Widerstand reagieren auf eine 40 μm vertikale Balkenauslenkung mit einer um ca. 20% veränderten Kanalleitfähigkeit (siehe Abbildung 8.4), wobei eine Balken-Aufwärtsbiegung zu einer Reduktion des Kanalstromes führt, das eine Ver-

armung des n-dotierten Elektronenkanals durch eine verspannungsinduzierte p-Typ Volumenmaterial-Polarisationsdotierung impliziert.

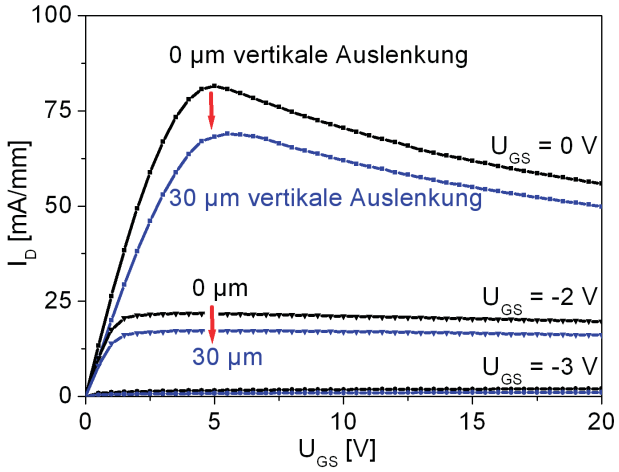


Abbildung 8.5: Änderung einer 2DEG-Kanal AlGaN/GaN HFET Ausgangskennlinie bei verschiedenen Gatespannungen nahe Pinch-off und offenem Kanal durch eine 30 μm vertikale GaN-Balkenauslenkung. Durch eine verspannungsinduzierte 2DEG-Kanal Modulation und einer p-Volumenmaterial-Polarisationsdotierung, verursacht durch ein Aufwärtsbiegen des GaN-Balkens, wird der Ausgangsstrom des HFETs deutlich reduziert. Die Strukturdaten des HEMTs sind: w = 80 μm, L_{DS} = 30 μm, L_g = 2,0 μm, I_{Dsat} = 80 mA/mm für U_{GS} = 0 V, U_{DS} = 3,0 V, V_{th} = -4,0 V.

In Abbildung 8.5 sind die Auswirkungen einer 30 μm vertikalen GaN - Balkenauslenkung auf eine AlGaN/GaN HFET Ausgangskennlinie bei verschiedenen Gatespannungen und einer Gatelänge von 2 μm zu sehen. Der 2DEG-Kanal des am Einspannpunkt des Balkens platzierten HFETs wird durch die Aufwärtsbiegung des GaN-Balkens durch sowohl einer verspannungsinduzierten Modulation des 2DEGs als auch durch eine mögliche p-Volumenmaterial-Polarisationsdotierung verarmt, das eine Reduktion des Ausgangsstromes des Transistors zur Folge hat.

Die durch die 30 μm Balken-Aufwärtsbiegung verursachte relative Stromänderung beträgt bis zu 50% bei einem 2DEG-Kanal nahe Pinch-off bei U_{GS}=-3 V (siehe Abbildung 8.6 und vgl. mit [177], [178]), so daß die beste elektromechanische Emp-

findlichkeit der HFET Sensorstruktur nahe der Pinch-off Spannung V_P zu finden ist.

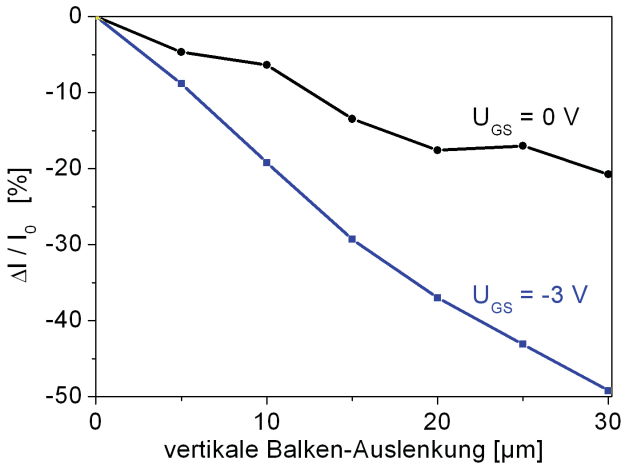


Abbildung 8.6: Relative Ausgangsstromänderung eines 2DEG-Kanal AlGaN/GaN HFETs am Einspannpunkt eines GaN-Balkens ($L = 200\ \mu m$, W=100 μm) nahe Pinch-off bei U_{GS}=-3 V und offenem Kanal mit U_{GS}=0 V bei einer Balken-Aufwärtsbiegung von 30 μm.

Verschiedene Effekte können zur Piezo-Antwort des GaN-Sensorsystems beitragen, wie aus den elektromechanischen Messungen ersichtlich ist. Insbesondere Polarisationseffekte an Heterogrenzflächen und im GaN-Volumenmaterial selbst verursachen durch eine Änderung interner Verspannungen im GaN-Balken Leitfähigkeitsveränderungen im n-dotierten Piezo-Widerstand bzw. an der 2DEG-Kanal AlGaN/GaN HFET Struktur. Leitfähigkeitsveränderungen, die durch eine Umverteilung der Ladungsträger in benachbarte Leitungsbandminima mit anderen Elektronenbeweglichkeiten und Massen verursacht werden könnten, werden bei der Interpretation der Messungen nicht weiter berücksichtigt. Ein Phänomen des polaren GaN-Materials ist die durch äußere Krafteinwirkung verursachte mechanische Verspannung des Balkenmaterials, die zu einer Polarisationsdotierung im GaN-Volumenmaterial führen kann und somit die Leitfähigkeit des aktiven Bauelementes am Einspannpunkt des Balkens beeinflussen kann. Für Ga-face GaN-Material-Balken bedeutet dies eine verspannungsinduzierte p-Typ Polarisationsdotierung im GaN-Volumenmaterial durch Aufwärtsbiegen bzw. eine n-Typ Polarisationsdotie-

rung beim Abwärstbiegen des Balkens, die ihre Ursache in einem durch einen vertikalen Verspannungsgradienten induzierten Polarisationsgradienten hat.

9 Zusammenfassung

Ausgehend von den herausragenden Materialeigenschaften der Gruppe-(III)-Nitride, insbesondere ihrer polaren Natur, eröffnet dem Materialsystem viele Einsatzmöglichkeiten in Optik, Elektronik und Sensorik. Die Möglichkeit, n- und p-dotiertes Gruppe-(III)-Nitrid-Material sowie Heterostrukturen mit einem 2DEG- bzw. 2DHG-Kanal großer Ladungsträgerbeweglichkeit epitaktisch herzustellen, ermöglicht das Design vielfältigster elektronischer Bauelemente und elektromechanischer Sensoren.

Technologische Höhepunkte dieser Arbeit ist die Herstellung freistehender GaN-Balken- und Membran-Strukturen, die durch das strukturierbare (111)-Si-Substrat ermöglicht wurde, als auch die Herstellung und Entwicklung mechanisch stabiler ohmscher Au/Ni/Au bzw. NiPd/Au Legier-Kontakte auf p-GaN mit einem um zwei bis drei Größenordnungen reduzierten spezifischen Kontaktwiderstand.

Durch die Anwendung der Polarisationstheorie in Gruppe-(III)-Nitriden, die Bauelementekonzepte mit einem 2DEG- bzw. einem 2DHG-Kanal voraussagt, konnten GaN/InGaN/GaN HFET Strukturen verwirklicht werden, die ihren unipolaren Charakter durch die Anwendung des „Doping Screenings“ über eine Mg-Kompensationsdotierung bzw. über ionisierte Oberflächenzustände erhalten. Mit SILVACO konnten GaN/InGaN/GaN HFETs mit geeigneten Schichtdicken und Indiumgehalt des Quantentopfes simuliert werden, die das Design der in der MOCVD gewachsenen Strukturen bestimmte. Mit Tieftemperaturmessungen an rein polarisationsdotierten InGaN-basierenden HFET Strukturen, bei denen der parasitäre 2DEG-Kanal durch statische ionisierte Oberflächenzustände verarmt wird, konnten zweidimensionale Löchergase mit voller Aktivierung und hoher Beweglichkeit (700 cm^2/Vs) nachgewiesen werden. Außerdem bestätige sich auch an Mg-kompensierten GaN/InGaN/GaN Strukturen das „Doping Screening“-Konzept.

Die elektromechanische Charakterisierung von freistehenden GaN - Balkenstrukuren, die an ihrem Aufhängungspunkt einen Piezo-Widerstand bzw. AlGaN/GaN HFET besitzen, führte zu einem E-Modul für das GaN-Material von E=250 GPa, zu einer Bruchspannung von σ_{Bruch}=350 MPa und zu einer elektromechanischen Empfindlichkeit des Sensorsystems von $K \sim 90$. Es konnten durch die definierte Auslenkung der GaN-Balken und die Messung ihrer Piezo-Antwort relative Leitfähigkeitsänderungen von bis zu 50% ermittelt werden. Außerdem konnte die Piezo-

Antwort des Sensorsystems sowohl auf die Modulation des 2DEG-Kanals des HFETs als auch auf die verspannungsinduzierte GaN-Volumenmaterial - Polarisationsdotierung zurückgeführt werden.

Weitere Konzepte, insbesondere durch InAlN/GaN-Strukturen, versprechen weitere Höhepunkte in der Entwicklung von Gruppe-(III)-Nitrid-basierenden Bauelementen.

A Schottky-Kontakte auf p-Typ GaN

A.1 Schottky-Mott-Modell

Ohne die Einbeziehung von Oberflächenzuständen in die Bandstruktur des Metall-Halbleiter-Übergangs wird die p-Typ Potentialbarriere Φ_{Bp} allein durch die Vakuum-Austrittsarbeit des Metalls Φ_M und der Elektronenaffinität χ_S des Halbleiters mit der Bandlücke E_g bestimmt (für GaN: $\chi_{GaN} = 4,1eV$ [135], $E_{g,GaN} = 3,39eV$):

$$\Phi_{Bp} = q\chi_S + E_g - \Phi_M \qquad . \tag{A.1}$$

Aus Gl. A.1 ist ersichtlich, daß für eine möglichst flache Potentialbarriere für ohmsche Kontakte Metalle mit möglichst hohen Vakuum-Austrittsarbeiten zu bevorzugen sind, wie in Tabelle A.1 zusammengefaßt. Durch das Zusammenfügen von

	Pd	Ni	Pt	Ti	Au
Metall-Austrittsarbeit Φ_M [eV]	5,2	4,9	5,6	4,8	5,1

Tabelle A.1: Metalle mit hoher Vakuum-Austrittsarbeitsenergie Φ_M für p-Kontakte auf p-GaN [135], [136].

Metall und p-Halbleiter mit unterschiedlichen Vakuum-Austrittsarbeiten $\Phi_{M/S} = E_{vak} - E_{F(M/S)}$ fließen aufgrund der unterschiedlichen Fermienergien $E_{F(M/S)}$ Elektronen vom Metall in den Halbleiter ($\Phi_M < \Phi_S$), in dem sie mit Löchern rekombinieren, so daß im p-Halbleiter mit der Akzeptorladungsträgerdichte N_A eine Raumladungszone mit ionisierten Akzeptoren der Weite w entsteht:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{qN_A}(U_D - U - \frac{k_BT}{q})} \tag{A.2}$$

mit U_D als Diffusionsspannung. Das aus der Raumladungszone resultierende Feld verursacht eine Verbiegung der Energiebänder und verhindert nach dem Fermienergieangleich einen weiteren Elektronenfluß in den Halbleiter.

A.2 Bardeen-Modell

Das Bardeen-Modell, bei dem vor allem elektrische Oberflächenzustände die Potentialbarriere des Halbleiter/Metall-Übergangs bestimmen, kommt bei Halbleitern mit einer hohen Oberflächenzustandsdichte zum tragen. Oberflächenzustände resultieren in einem „Pinning des Ferminiveaus“, so daß dieses Modell eine dielektrische Zwischenschicht erfordert, die durchtunnelt werden kann und welche die Vakuum-Austrittsarbeitsdifferenz von Metall und Halbleiter ausgleicht. Somit ergibt sich für die Schottky-Barriere:

$$\Phi_{Bp} = \gamma(q\chi_S + E_g - \Phi_M) + (1-\gamma)\Phi_0 \tag{A.3}$$

mit

$$\gamma = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_i}{\varepsilon_0\varepsilon_i + q^2\delta_{dielektrikum}D_S} \quad . \tag{A.4}$$

Darin ist Φ_0 ein neutrales Niveau bezogen auf die Valenzbandkante, bis zu der die Oberflächenzustände besetzt sind. Im Faktor γ mit der angenommenen Dielektrizitätsschichtdicke δ und der Oberflächenzustandsdichte D_S wird der Einfluß der dielektrischen Zwischenschicht beschrieben. Geht die Zustandsdichte dabei gegen Null ($D_S \to 0$: Schottky-Limit), so führt das Bardeen-Moddel direkt zum Schottky-Mott-Modell, andererseits ist bei einer Zustandsdichte, die gegen unendlich geht ($D_S \to \infty$: Bardeen-Limit), die Barrierehöhe völlig unabhängig von der Metallisierung ($\Phi_{Bp} = \Phi_0$).

A.3 Nichtideale Schottkydiode

Galliumnitrid verspricht durch seine Oberflächenadsorbate, Defekte, polaren Eigenschaften und Kristallverspannungen keine ideale Grenzfläche zwischen sich und der Metallisierung der Kontakte, so daß Bildkrafteffekte, Ladungsträgerrekombinationen an Traps (tiefe Störstellen), Tunnelströme und geladene Oberflächenzustände die Barrierenhöhe des Schottkykontaktes beeinflussen und gegebenenfalls erniedrigen können. Insbesondere der Bildkraft- bzw. Schottky-Effekt, der durch Halbleiter-Grenzflächenladungsträger hervorgerufen wird, die im Metall Spiegelladungen und

demnach ein elektrisches Feld induzieren, welches eine Barrierenhöhenverminderung $\triangle\Phi_{Bp}$ zur Folge hat, tritt bei jedem Metall-Halbleiter-Übergang auf. Für die durch den Schottky-Effekt verminderte effektive Barrierenhöhe Φ_{Bpeff} gilt [137]:

$$\Phi_{Bpeff} = \Phi_{Bp0} - \triangle\Phi_{Bp} = \Phi_{B0} - \left[\frac{q^3 N_A}{8\pi^2 \varepsilon_0^3 \varepsilon_r^3}\left(U_D - U - \frac{k_B T}{q}\right)\right]^{\frac{1}{4}} \quad . \tag{A.5}$$

Demzufolge ist jede reale Potentialbarriere Φ_{Bpeff} eines Schottkykontaktes von der vierten Wurzel der angelegten Spannung und von der Akzeptor-Dotierung N_A des Halbleiters abhängig, wobei eine höhere Dotierung eine kleinere effektive Potentialbarriere bewirkt.

Auch Oberflächenadsorbate können die Halbleiteroberfläche abschirmen, so daß durch ein „Fermi-Level-Pinning“ das Ferminiveau des Halbleiters mit dem Energieniveau Φ_0, bis zu dem die Oberflächenzustände vollständig besetzt sind, identisch ist und sich durch Einführung einer dielektrischen Zwischenschicht folgende effektive Barrierenhöhe $\Phi_{Bpeff-OF-Zustand}$ ergibt [137]:

$$\Phi_{Bpeff-OF-Zustand} = \Phi_{Bp0} - \alpha E_{max} = \Phi_{Bp0} - \alpha\sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(U_D - U - \frac{k_B T}{q}\right)} \tag{A.6}$$

mit

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r\delta_{dielektrikum}}{\varepsilon_0\varepsilon_i + q^2 D_S \delta_{dielektrikum}} \quad . \tag{A.7}$$

Aus Gl. A.6 ist ersichtbar, daß die durch Oberflächenzustände beeinflußte effektive Barrierenhöhe mit steigender Dotierung des Halbleiters abnimmt und von der Wurzel der angelegten Spannung U abhängt.

Die Effekte einer nicht-idealen Schottkydiode werden in einem Idealitätsfaktor n berücksichtigt, der die Strom-Spannungs-Kennlinie der Schottkydiode aus der thermischen Emissionstheorie (n=1) wie folgt korrigiert:

$$J(U) = A^* T^2 e^{-\frac{q\Phi_{Bp0}}{k_B T}}\left(e^{\frac{qU}{nk_B T}} - 1\right) \tag{A.8}$$

mit

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{\partial\Phi_{Bp}}{\partial U} \quad . \tag{A.9}$$

A.4 Stromtransportmechanismen

Verschiedene Stromtransportmechanismen tragen zum Ladungsträgertransport durch die Metall-Halbleiter-Grenzfläche bei, wobei die Dominanz eines Mechanismuses u.a. von der Barrierenhöhe, der Umgebungstemperatur als auch der Barrierendicke, die durch die Halbleiterdotierung beeinflußt werden kann, abhängt. Mechanismen sind u.a. der Ladungsträgertransport vom Halbleiter über die Barriere ins Metall durch thermische Emission, das Durchtunneln der Barriere, die Rekombination der Ladungsgträger in der Raumladungszone und die Ladungsinjektion in den Halbleiter und anschließende Rekombination im neutralen Halbleiterbereich. Die beiden ersteren Mechanismen werden nachfolgend genauer betrachtet.

A.4.1 Thermische Emission über die Barriere

Für den Stromtransport von Majoritätsladungsträgern durch thermische Emission über einen idealen Metall-Halbleiter-Kontakt wird eine Barrierenhöhe Φ_{Bp} vorausgesetzt, die größer als die thermische Aktivierungsenergie k_BT ist, so daß nur Löcherladungen mit Energien, die höher als die Potentialbarriere sind, die Barriere selbst überwinden können. Kennzeichnend für den Metall-Halbleiterübergang ohne angelegte äußere Spannung ist sein thermodynamisches Gleichgewicht mit angeglichenem Ferminiveau, so daß der Nettostrom J aus einfließenden ($J_{M\rightarrow Hl}$) und hinausfließenden ($J_{HL\rightarrow M}$) Strömen gleich Null sein muß. Bei Anlegen einer äußeren Spannung U an die Schottkydiode ergibt sich über die Boltzmann-Statistik, aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Löcherladungen (mit $J = qpv$) und der Löcherladungsträgerkonzentration derjenigen Löcher, die eine ausreichend hohe kinetische Energie zur Barrierenüberwindung aufweisen, eine Netto-Löcherstromdichte J von:

$$J(U) = J_{HL\rightarrow M} - J_{M\rightarrow Hl} = A^*T^2 e^{-\frac{q\Phi_{Bp}}{k_BT}} \left(e^{\frac{qU}{k_BT}} - 1\right) \tag{A.10}$$

mit der Richardson-Konstante A^*

$$A^* = \frac{qk_B^2 m^*}{2\pi^2\hbar^3} \quad . \tag{A.11}$$

A.4.2 Tunnel-Emission durch die Barriere

Werden Löcherladungen, die keine ausreichend hohe Energie besitzen, um durch thermische Emission über die Potentialbarriere des Schottkykontaktes zu gelangen, als „Materiewelle“ durch eine genügend dünne Energiebarriere getunnelt, so

handelt es sich bei den Metall-Halbleiterübergangen um Tunnelkontakte, die eine ohmsche Charakteristik aufweisen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist von der Barrierendicke und der Weite der Verarmungszone abhängig, die durch eine entsprechend hohe Dotierung des Halbleiters sehr schmal eingestellt werden kann. Die Dominanz eines Emissionseffektes kann durch das Emissionspotential E_{00} der Löcherladung abgeschätzt werden, das sich am Rand der Verarmungszone im energetisch günstigsten Valenzbandzustand aufhält und dessen Tunnelwahrscheinlichkeit 1/e ist [120]:

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2}\sqrt{\frac{N_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_r m^*}} \qquad . \tag{A.12}$$

Wird nun diese Energie mit der thermischen Aktivierungsenergie $k_B T$ verglichen, kann zwischen einer thermischen Emission ($k_B T \gg qE_{00}$) und einer Tunnelemission ($k_B T \ll qE_{00}$) unterschieden werden. Die in dieser Arbeit verwendeten ohmschen Kontakte auf GaN beruhen auf der Tunnelemission, deren Strom-Spannungs-Charakteristik folgendermaßen beschrieben werden kann [120]:

$$J = J_s e^{\frac{U}{E_{00}\coth\left(\frac{qE_{00}}{k_B T}\right)}} \left(1 - e^{\frac{qU}{k_B T}}\right) \qquad . \tag{A.13}$$

Durch die begrenzte Löslichkeit geeignter p-Typ Dotierstoffe kann jedoch eine ausreichend große Verschmalerung der Potentialbarriere durch eine Akzeptordotierung des Halbleiters nicht erreicht werden, so daß andere Konzepte zur Herstellung ohmscher Tunnelkontakte auf GaN verfolgt werden müssen. Legierkontakte mit einer geeigneten Metallstapelfolge können den Halbleiter im Kontaktbereich entarten [120] oder durch Eindiffusion einer Legierung in den Halbleiter einen fließenden Bandübergang zwischen beiden Materialien schaffen.

A.4.3 Diffusion

Halbleiter mit einer niedrigen Ladungsträger-Beweglichkeit besitzen Löcherladungen mit einer mittleren freien Weglänge, die kleiner als die örtliche Ausdehnung einer bei der thermischen Emission angenommenen abrupten Bandkanten- und Fermienergieänderung am Metall-Halbleiter-Übergang ist. In diesem Fall gilt für die Löcherstromdichte J_p des Schottkykontaktes eine Abhängigkeit vom Drift- und Diffusionsstrom, welches in der Diffusionstheorie beschrieben ist und aus der folgt:

$$J_p = q\left[p(x)\mu_p E + D_p \frac{\partial p}{\partial x}\right] = qN_V \mu_p E_{max} e^{-\frac{q\Phi_{Bp}}{k_B T}} \left(e^{\frac{qU}{k_B T}} - 1\right) \tag{A.14}$$

mit der Einsteinbeziehung für die Löcher-Diffusionskonstante D_p

$$D_p = \frac{\mu_p k_B T}{q} \tag{A.15}$$

und der maximalen Feldstärke E_{max}, die über die Weite w der Raumladungszone des Halbleiters von der Spannung U wurzelförmig durch $w \sim \sqrt{U_D - U}$ abhängig ist

$$E_{max}(U) = \frac{qN_A w(U)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \qquad . \tag{A.16}$$

B Meßmethode zur Kontaktcharakterisierung

B.1 TLM-Charakterisierung ohmscher Kontakte

Ohmsche Kontakte, die in planarer Technik ausgeführt werden, sind ein wichtiger Bestandteil elektronischer GaN-Bauelemente und zeichnen sich durch ihre lineare Strom-Spannungs-Charakteristik und den geringen Verlusten am Metall-Halbleiter-Übergang aus. Zur Charakterisierung der auf dem GaN-Material einlegierten Kon-

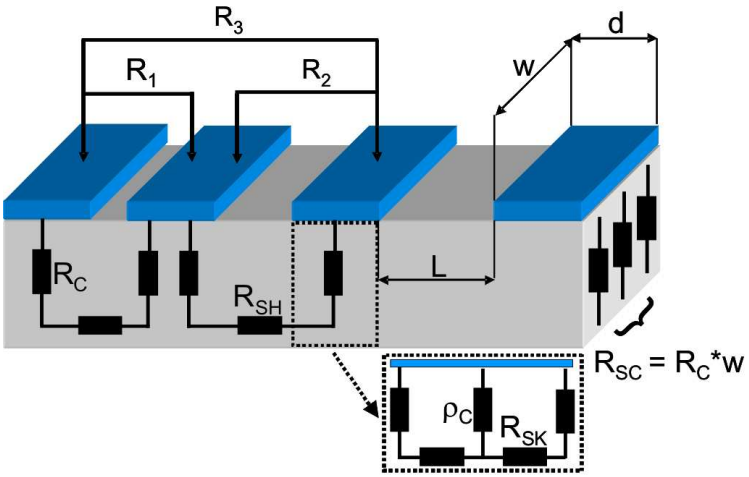


Abbildung B.1: Schematischer Aufbau einer linearen TLM(Transferlängenmodell)-Struktur mit ohmschen Legierkontakten und unterschiedlichem Abstand voneinander. Der in dieser Arbeit verwendete spezifische Anlaufwiderstand R_{SC} ist das Produkt vom Kontaktwiderstand R_C und Kontaktweite w.

takte mit ihrer unterhalb der Metallisierung inhomogenen Stromverteilung verwendet man ein Kettenleitermodell, wie in Abbildung B.1 durch das untere Wider-

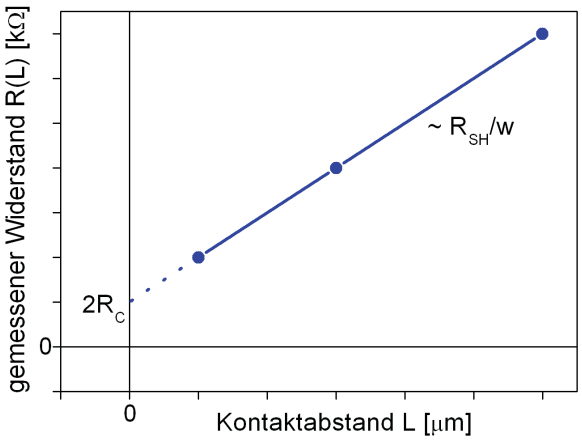


Abbildung B.2: TLM-Diagramm: Auftragung der Abhängigkeit des gemessenen Widerstandes R(L) benachbarter Kontakte zu ihrem Abstand L zur Ermittlung des Kontakt- und Schichtwiderstandes.

standsnetzwerk verdeutlicht. Darin werden der Kontaktschichtwiderstand R_{SK} direkt unterhalb des Legierkontaktes eingeführt, der sich zu dem Schichtwiderstand R_{SH} des Halbleiters durch den Legiervorgang im RTA unterscheiden kann. Außerdem führt das Kettenleitermodell zu dem geometrieunabhängigen spezifischen Kontaktwiderstand ρ_C, der eine geeignete Größe zum Vergleich der Kontaktqualität unterschiedlicher Geometrie ist. Die Zusammenfassung des Widerstandsnetzwerkes aus spezifischem Kontaktwiderstand und Kontaktschichtwiderstand resultiert in einem Kontaktwiderstand R_C, der multipliziert mit der Kontaktweite w ebenfalls zum Vergleich verschiedener Kontaktqualitäten herangezogen wird. Der spezifische Kontaktwiderstand als auch der Kontaktwiderstand und Schichtwiderstand können über eine TLM(TransferLängenModell)- und Endwiderstands-Messung ermittelt werden. Die lineare TLM-Struktur besteht aus gleich großen (w*d) ohmschen Legierkontakten mit unterschiedlichem Abstand L voneinander. Durch Messung der einzelnen Widerstände $R(L)$ zwischen jeweils zwei benachbarten Kontakten kann eine Abhängigkeit des gemessenen Widerstandes zu den Kontaktabständen ermittelt werden, die in Gl. B.1 beschrieben ist:

$$R(L) = 2R_C + \frac{R_{SH}}{w} L \qquad . \tag{B.1}$$

Aus Graph B.2 kann so der Kontaktwiderstand als auch der Schichtwiderstand des Halbleiters ermittelt werden. Die im Graph B.2 aufgetragenen Meßpunkte sollten eine Gerade bilden, aus deren Steigung der Schichtwiderstand R_{SH} des Halbleiters und aus deren Schnittpunkt mit der Ordinate (Y-Achse) der zweifache Kontaktwiderstand R_C ermittelbar ist.

Aus der TLM-Messung und anschließender Endwiderstandsmessung an drei benachbarten Kontakten durch die Messung der Widerstände R_1, R_2 und R_3, wie in Abbildung B.1 illustriert, kann der spezifische Kontaktwiderstand extrahiert werden. Der Endwiderstand R_E wird über drei Widerstandsmessungen an drei benachbarten Kontakten der TLM-Struktur beschrieben:

$$R_E = \frac{1}{2}(R_1 + R_2 - R_3) \qquad . \tag{B.2}$$

Aus dem so ermittelten Endwiderstand R_E, dem Kontaktwiderstand R_C und den Kontaktabmessungen w und d kann der geometrieunabhängige spezifische Kontaktwiderstand ρ_C extrahiert werden:

$$\rho_C = R_E w d \frac{\sinh\left(ar\cosh\left(\frac{R_C}{R_E}\right)\right)}{ar\cosh\left(\frac{R_C}{R_E}\right)} \qquad . \tag{B.3}$$

C Formelzeichen

A	m^2	Balkenquerschnittsfläche
A^*	A/cm^2K^2	Richardson Konstante
a, a_0	$\mathring{A}$	Hexagonale Gitterkonstante in Basalebene
c, c_0	$\mathring{A}$	Prismenhöhe der Wurzitstruktur
C	F	Kapazität
C_{bowing}	eV	Bowing-Parameter
C_{ij}	Pa	Elastische Konstanten
D	C/m^2	Dielektrische Verschiebung
E	V/m	Elektrische Feldstärke
E_{modul}	GPa	Elastizitätsmodul
E_A	eV	Aktivierungsenergie
E_g	eV	Bandlücke
E_F	eV	Ferminiveau
E_V	eV	Valenzbandniveau
E_C	eV	Leitungsbandniveau
ΔE_C	eV	Leitungsbanddiskontinuität
e_{ij}	C/m^2	Piezoelektrischer Tensor
F	N	Kraft
$\hbar$	1,0546*10^{-34} Js	Plancksches Drehimpulsquantum
k		k-Faktor
k_B	8,6175*10^{-5} eV/K	Boltzmann-Konstante
L, l	m	Balkenlänge
m_h^*	$0{,}8m_0$ (GaN)	Effektive Löchermasse
m_0	$9,109 * 10^{-31}$ kg	Elektronenruhemasse
n		Idealitätsfaktor
N_A	$1/cm^3$	Akzeptordotierung
N_D	$1/cm^3$	Donatordotierung
N_V	$1/cm^3$	Effektive Valenzbandzustandsdichte
n_s	$1/cm^3$	Freie Grenzflächenladungsträgerdichte
n	$1/cm^3$	Elektronenkonzentration
p	$1/cm^3$	Löcherkonzentration

P	C/m^2	Makroskopische Polarisation
P_{tot}	C/m^2	Totale Polarisation
P_{SP}	C/m^2	Spontane Polarisation
P_{PE}	C/m^2	Piezoelektrische Polarisation
q	$1,602 * 10^{-19}$ C	Elementarladung
T	K	Temperatur
U_{GS}	V	Gate-Source Spannung
U_{th}	V	Thresholdspannung
v_s	cm/s	Sättigungsgeschwindigkeit
ϵ_j		Verzerrungsvektor
ε_0	8,854*10^{-12} F/m	Dielektrizitätszahl
ε_r		Relative Dielektrizitätszahl
ε		Dehnung
Φ_b	eV	Oberflächenpotential
Φ_B	eV	Schottky-Barrierenhöhe
Φ_M	eV	Metallaustrittsarbeit
κ	$1/\Omega m$	Leitfähigkeit
μ	cm^2/Vs	Ladungsträgerbeweglichkeit
$\rho_{ortsfest}$	C/m^3	Ortsfeste Ladungsdichte
σ	C/m^2	Polarisationsinduzierte gebundene Flächenladungsdichte
σ	Pa	Mechanische Spannung
χ	V	Elektronenaffinität

D Studien- und Diplomarbeiten

1. Carsten Pietzka,
   „Piezoelektrische Sensorstrukturen mit AlGaN/GaN-HEMTs“,
   Studienarbeit, Universität Ulm, 2004

2. Thomas Friedrich,
   „Piezoelektrische Drucksensoren“,
   Studienarbeit, Universität Ulm, 2006

3. Carsten Pietzka,
   „Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierenden pH-Sensoren“,
   Diplomarbeit, Universität Ulm, 2006

E Eigene Veröffentlichungen

E.1 Artikel

1. M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, T. Zimmermann, B. Jogai, J. Van Nostrand, J. Sewell, T. Jenkins, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„The Role of Charge Dipoles in GaN HFET Design“*, phys. stat. sol. (c), vol. 0, no. 1, pp. 86-89, 2002

2. M. Neuburger, I. Daumiller, T. Zimmermann, M. Kunze, G. Koley, M.G. Spencer, A. Dadgar, A. Krtschil, A. Krost, E. Kohn, *„On the surface Stability of InGaN-channel based HFETs“*, IEE Electronics Letters, vol. 39, no. 22, pp. 1614-1616, 2003

3. M. Neuburger, J. Allgaier, T. Zimmermann, I. Daumiller, M. Kunze, R. Birkhahn, D.W. Gotthold, E. Kohn, *„Analysis of surface charging effects in passivated AlGaN/GaN-FETs using a MOS test electrode“*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, no. 5, pp. 256-259, 2004

4. T. Zimmermann, M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, A. Denisenko, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„P-Channel InGaN-HFET Structure Based on Polarization Doping“*, IEEE Electron Device Letters, vol. 25, no. 7, pp. 450-452, 2004

5. M. Neuburger, T. Zimmermann, E. Kohn, A. Dadgar, F. Schulze, A. Krtschil, M. Günther, H. Witte, J. Bläsing, A. Krost, I. Daumiller, M. Kunze, *„Unstrained InAlN/GaN HEMT Structure“*, International Journal of High Speed Electronics and Systems, vol. 14, no. 3, pp. 785-790, 2004

6. M. Neuburger, T. Zimmermann, E. Kohn, A. Dadgar, F. Schulze, A. Krtschil, M. Günther, H. Witte, J. Bläsing, A. Krost, I. Daumiller, M. Kunze, *„Unstrained InAlN/GaN HEMT structure“*, Proceedings of the IEEE Lester Eastman Conference on High Performance Devices 2004 (IEEE Cat. No. 04CH37587), pp. 161-166, 2004

7. O.A. Williams, T. Zimmermann, M. Kubovic, A. Denisenko, E. Kohn, R.B. Jackman, D.M. Gruen, *„Electronic Properties and Applications of Ultrananocrystalline Diamond“*, Proceedings of NATO Advanced Research Workshop, St. Petersburg (Russia), Synthesis, Properties and Applications of Ultrananocrystalline Diamond, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 1402033206, pp. 373-382, 2004

8. M. Neuburger, A. Dadgar, T. Zimmermann, F. Schulze, A. Krtschil, M. Günther, H. Witte, J. Bläsing, I. Daumiller, M. Kunze, A. Krost, E. Kohn, *„Unstrained InAlN/GaN-HEMT Structure“*, International Journal of High Speed Electronics and Systems, vol. 35, pp. 161-166, 2005

9. T. Zimmermann, M. Kubovic, A. Denisenko, K. Janischowsky, O.A. Williams, D.M. Gruen, E. Kohn, *„Ultra-nano-crystalline / single crystal diamond heterostructure diode“*, Diamond & Related Materials, vol. 14, no. 3-7, pp. 416-420, 2005

10. T. Zimmermann, K. Janischowsky, A. Denisenko, F.J. Hernandez Guillen, M. Kubovic, D.M. Gruen, E. Kohn, *„Nanocrystalline diamond pn-structure grown by Hot-Filament CVD“*, Diamond & Related Materials, vol. 15, no. 2-3, pp. 203-206, 2006

11. T. Zimmermann, M. Neuburger, P. Benkart, F.J. Hernandez-Guillen, C. Pietzka, M. Kunze, I. Daumiller, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„Piezoelectric GaN Sensor Structures“*, IEEE Electron Device Letters, vol. 27, no. 5, pp. 309-312, 2006

12. E. Kohn, A. Denisenko, M. Kubovic, T. Zimmermann, O.A. Williams, D.M. Gruen, *„A new diamond based heterostructure diode“*, Semiconductor Science and Technology, vol. 21, pp. L32-L35, 2006

13. H. Xing, D. Deen, Y. Cao, T. Zimmermann, P. Fay, D. Jena, *„MBE-grown Ultra-Shallow AlN/GaN HFET Technology“*, ECS Transactions, vol. 11, pp. 233, 2007

14. H. Xing, T. Zimmermann, D. Deen, K. Wang, C. Yu, T. Kosel, P. Fay, D. Jena, *„Ultrathin all-binary AlN/GaN based high-performance RF HEMT Technology“*, CS MANTECH online conference Digest, 7.1, 2008

15. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„Formation of ohmic contacts to ultra-thin channel AlN/GaN HEMTs“*, physica status solidi (c), vol. 5, no. 6, pp. 2030, 2008

16. D. Deen, T. Zimmermann, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„2.3 nm barrier AlN/GaN HEMTs with insulated gates“*, physica status solidi (c), vol. 5, no. 6, pp. 2047, 2008

17. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, J. Simon, P. Fay, D. Jena, H. Xing, *„AlN/GaN insulated gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance“*, IEEE Electron Device Letters, vol. 29, no. 7, pp. 661-664, 2008

E.2 Konferenzen

1. Tom Zimmermann, I. Daumiller, M. Kunze, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„Concept for complementary GaN electronics using InGaN-channel FETs“*, WOCSEMMAD 02, Austin, Texas (USA), February 2002 (oral)

2. M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, T. Zimmermann, B. Jogai, J. van Nostrand, J. Sewell, T. Jenkins, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„The Role of Charge Dipoles in GaN HFET Design“*, International Workshop on Nitride Semiconductors 2002, Aachen (Germany), Abstracts 257-P-364, September 2002 (poster)

3. M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, M. Seyboth, T. Zimmermann, E. Kohn, *„Stability Investigation of InGaN-HFETs“*, WOCSEMMAD 03, Atlanta, Georgia (USA), February 2003 (oral)

4. T. Zimmermann, M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, A. Denisenko, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„P-Channel InGaN-HFET structure based on polarization doping“*, 61st Device Research Conference 2003, IEEE, Salt Lake City, Utah (USA), June 2003 (oral)

5. T. Zimmermann, M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, E. Kohn, *„GaN basierende p-Kanal HFETs unter Verwendung zweidimensionaler Löchergase“*, 10 Jahre Mikroelektrotechnikum, Ulm (Germany), 20. November 2003 (poster)

6. M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, T. Zimmermann, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„Gallium-Nitrid (GaN)-basierende HFETs: Die nächste Generation von Leistungstransistoren“*, 10 Jahre Mikroelektrotechnikum, Ulm (Germany), 20. November 2003 (poster)

7. E. Kohn, M. Neuburger, T. Zimmermann, R. Birkhahn, D.W. Gotthold, *„Characterization of Surface Charging Effects in Passivated GaN-Based HFETs using MOS Test Electrode“*, WOCSEMMAD 04, Pasadena, California (USA), February 2004 (oral)

8. M. Neuburger, T. Zimmermann, I. Daumiller, M. Kunze, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„Characteristics of AlGaN/GaN-HFETs on 111-Silicon“*, Third Joint Symposium on Opto- & Microelectronic Devices and Circuits, Wuhan, Hubei (China), March 2004 (oral)

9. M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, T. Zimmermann, A. Dadgar, A. Krost, S. Hettich, H. Schumacher, E. Kohn, *„Balanced AlGaN/GaN-HFET Amplifier based on 111 Silicon Substrate“*, 2004 International Conference on Compound Semiconductor Manufactoring Technology (GaAs MANTECH), pp. # 6.5, Miami Beach, Florida (USA), May 2004 (oral)

10. M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, T. Zimmermann, A. Dadgar, A. Krost, S. Hettich, H. Schumacher, E. Kohn, *„Balanced AlGaN/GaN-HFET Amplifier based on 111-Silicon Substrate“*, 2004 International Conference on Compound Semiconductor Manufactoring Technology (CS GAAS MANTECH), Miami Beach, Florida (USA), May 2004 (poster)

11. T. Zimmermann, M. Neuburger, I. Daumiller, P. Benkart, M. Kunze, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *„GaN Based Piezo Sensors“*, 62nd Device Research Conference 2004, Session: PM IL-B8, Notre Dame University (South Bend), Indiana (USA), June 2004 (oral)

12. O.A. Williams, D.M. Gruen, T. Zimmermann, M. Kubovic, A. Denisenko, E. Kohn, *„Electronic Properties and Applications of Ultrananocrystalline Diamond“*, UltraNanoCrystalline Diamond' 2004, St. Petersburg (Russia), June 2004 (invited)

13. M. Neuburger, T. Zimmermann, M. Kunze, I. Daumiller, A. Dadgar, J. Bläsing, A. Krost, E. Kohn, *„Unstrained InAlN/GaN-FET“*, IEEE Lester Eastman

Conference On High Performance Devices, Troy, New York (USA), August 2004 (oral)

14. E. Kohn, T. Zimmermann, M. Kubovic, D.M. Gruen, O. Williams, *„A New Diamond Based Heterostructure Diode“*, IEEE Lester Eastman Conference On High Performance Devices, Troy, New York (USA), August 2004 (oral)

15. T. Zimmermann, M. Kubovic, A. Denisenko, O.A. Williams, D.M. Gruen, E. Kohn, *„UNCD / Diamond Heterostructure Diode“*, 15th European Conference on Diamond, Diamond-Like Materials, Carbon Nanotubes, Nitrides & Silicon Carbide (DIAMOND 2004), Riva del Garda, Trentino (Italy), September 2004 (oral)

16. T. Zimmermann, K. Janischowsky, A. Denisenko, M. Kubovic, E. Kohn, D.M. Gruen, *„Nanocrystalline Diamond pn-Structure Grown by Hot-Filament CVD“*, 8th Applied Diamond Conference (ADC) / NanoCarbon 2005, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois (USA), May 2005 (oral)

17. Y. Cao, D. Deen, K. Wang, T. Zimmermann, D. Jena, *„High-Mobility Ultrashallow Pseudomorphic AlN/GaN Heterojunctions by MBE“*, TMS 2007, Electronic Materials Conference, Notre Dame University (South Bend), Indiana (USA), June 2007 (oral)

18. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„MBE Grown AlInN and AlInN/GaN FETs“*, 7th International Conference on Nitride Semiconductors, Las Vegas, 2007 (poster)

19. D. Deen, T. Zimmermann, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„Ultra-Shallow Channel AlN/GaN FETs for Future High-Speed and High-Transconductance Applications“*, 7th International Conference on Nitride Semiconductors, Las Vegas, 2007 (oral)

20. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, J. Simon, N. Su, J. Zhang, J. Bean, P. Fay, D. Jena, H. Xing, *„High Current Density Ultrathin AlN/GaN HEMTs“*, 7th International Conference on Nitride Semiconductors, Las Vegas, Late News, 2007 (oral)

21. D. Jena, Y. Cao, D. Deen, T. Zimmermann, H. Xing, *„Ultrashallow all binary AlN/GaN heterostructures for Ultrafast HEMTs“*, International Symposium of Compound Semiconductors, Kyoto, Japan, 2007 (oral)

22. H. Xing, Y. Cao, T. Zimmermann, D. Deen, D. Jena, *„MBE-Grown Ultra-shallow AlN/GaN HEMT Technology“*, 212th Meeting of the Electrochemical Society, Washington DC, 2007 (oral)

23. H. Xing, T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, D. Jena, P. Fay, *„Ultrathin AlN/GaN Heterostructures Based HEMTs“*, International Conference on Compound Semiconductor Manufactoring Technology (CS MANTECH), Wheeling, 2008 (invited)

24. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„Ultra-thin AlN/GaN based high electron mobility transistors“*, MIND (Midwest Institute for Nanoelectronics Discovery), Notre Dame, IN, 2008 (poster)

25. T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, D. Jena, H. Xing, *„How to contact an ultra-shallow 2DEG-channel underneath a few nanometer thin AlN barrier?“*, Electronic Materials Conference, Santa Barbara, 2008 (oral)

26. T. Zimmermann, Y. Cao, P. Saunier, D. Jena, H. Xing, *„4 nm-AlN-barrier all binary HFET with SiN_x gate dielectric“*, Lester Eastman Conference, Delaware, 2008 (oral)

Literaturverzeichnis

[1] O. Ambacher, *Piezoelektrische und spontate Polarisation in Gruppe-III-Nitriden*, Habilitationsschrift München, März 2000

[2] M. Meyer, *Gallium Nitride Device Forecast: $3 Billion by 2006*, Compound Semiconductor Magazine 3(6), 1997

[3] E. Piner, *GaN Transistors and power amplifiers close in on commercialization*, Compound Semiconductor Magazine 10(6), 27-31, 2004

[4] J.W. Johnson, E.L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts., J.D. Brown, S. Singhal, K.L. Linthicum, *12W/mm AlGaN-GaN HFETs on silicon substrates*, IEEE Electron Device Letters, 25(7), 459-461, 2004

[5] W. Nagy, S. Singhal, R. Borges, J.W. Johnson, J.D. Brown, R. Therrien, A. Chaudhari, A.W. Hanson, J. Riddle, S. Booth, P. Rajagopal, E.L. Piner, K.L. Linthicum, *150W GaN-on-Si RF Power Transistor*, IEEE MTT-S 2005 International Microwave Symposium, Long Beach, CA. Accompanying , 2005

[6] www.nitronex.com/education/chartApplications.html

[7] www.osram.de/produkte/betriebsgeraete/optotronic/led_index.html

[8] www.cree.com/products/ledchips.htm

[9] www.nichia.com/de/product/led.html

[10] W.C. Johnson, J.B. Parsons, M.C. Crew, *Nitrogen Compounds of Gallium III. Gallic Nitride*, J. phys. Chem., 36(10), 2651-2654, 1932

[11] H.P. Maruska, J.J. Tietjen, *The preparation and properties of vapor deposited single-crystalline GaN*, Appl. Phys. Lett., 15(10), 327-329, 1969

[12] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, Y. Toyoda, *Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer*, Appl. Phys. Lett., 48(5), 353-355, 1986

[13] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu,, I. Akasaki, *P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)*, Jpn. J. Appl. Phys., 28(12), 2112-2114, 1989

[14] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, T. Mukai, *Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films*, Jpn. J. Appl. Phys., 31(part 1, no 5A), 1258-1266, 1992

[15] S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, M.E. Levinshtein, *Materials Properties of Nitrides. Summary*, Intern. Journ. High Speed Electron. and System, 14(1), 1-19, 2004

[16] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R.P. Smith, S. Sheppard, P.M. Chavarkar, T. Wisleder, U.K. Mishra, P. Parikh, *30-W/mm GaN HEMTs by Field Plate Optimization*, IEEE Electron Device Letters, 25(3), 117-119, 2004

[17] T. Kikkawa, T. Maniwa, H. Hayashi, M. Kanamura, S. Yokokawa, M. Nishi, N. Adachi, M. Yokoyama, Y. Tateno, K. Joshin, *An over 200 W output power GaN HEMT push-pull amplifier with high reliability*, IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Piscataway (NJ) USA, 3, 1347-1350, 2004

[18] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/index.html

[19] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/index.html

[20] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/index.html

[21] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/index.html

[22] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Diamond/index.html

[23] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/InN/index.html

[24] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/AlN/index.html

[25] J. Isberg, J. Hammersberg, E. Johansson, T. Wikström, D.J. Twitchen, A.J. Whitehead, S.E. Coe, G.A. Scarsbrook, *High Carrier Mobility in Single-Crystal Plasma-Deposited Diamond*, Science, 297, 1670, 2002

[26] M. Suzuki, T. Uenoyama, A. Yanase, *First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN*, Physical Review B, 52(11), 8132-8139, 1995

[27] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, *Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures*, Journal of Applied Physics, 85(6), 3222-3233, 1999

[28] C. Kirchner, *Metallorganische Gasphasenepitaxie für optoelektronische und elektronische Bauelemente im Materialsystem AlGaInN*, Dissertation Ulm, Februar 2001

[29] B. Kuhn, *AlGaN/GaN-Heterostrukturen: Epitaxie und elektrische Eigenschaften*, Dissertation Stuttgart, September 2001

[30] K. Osamura, S. Naka, Y. Murakami, *Preparation and optical properties of $Ga_{1-x}In_xN$ thin films**, J. Appl. Phys., 46(8), 3432-3437, 1975

[31] T. Takeuchi, H. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, *Optical Properties of Strained AlGaN and GaInN on GaN*, Jpn. J. Appl. Phys., 36(2B), L177-L179, 1997

[32] F. Habel, P. Brückner, J.-D. Tsay, W.-Y. Liu, F. Scholz, D. Schmitz, A. Alam, M. Heuken, *Hydride vapor phase epitaxial growth of thick GaN layers with improved surface flatness*, Physica Status Solidi C, no. 7, 2049-2052, 2005

[33] A. Kasic, D. Gogova, H. Larsson, I. Ivanov, J. Birch, B. Monemar, M. Fehrer, V. Harle, *Highly homogeneous bulk-like 2 inch GaN grown by HVPE on MOCVD-GaN template*, Journal of Crystal Growth, 275(1-2), e387-e393, 2005

[34] K. Tomita, T. Kachi, S. Nagai, A. Kojima, s: Yamasaki, M. Koike, *Self-separation of freestanding GaN from sapphire substrates by hydride vapor phase epitaxy*, Physica Status Solidi C, no. 1, 563-567, 2002

[35] T. Lei, K.F. Ludwig, T.D. Moustakas, *Heteroepitaxy, polymorphism, and faulting in GaN thin films on silicon and sapphire substrates*, J. Appl. Phys., 74(7), 4430-4437, 1993

[36] T. Friedrich, *Piezoelektrische Drucksensoren*, Studienarbeit, Universität Ulm, 2006

[37] A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken, A. Krost, *Metalorganic Chemical Vapor Phase Epitaxy of Crack-Free GaN on Si (111) Exceeding 1 μm in Thickness*, Jpn. J. Appl. Phys., 39(part 2, no. 11B), L1183-L1185, 2000

[38] A. Krost, A. Dadgar, *GaN Based Devices on Si*, phys. stat. sol. (a), 194(2), 361-375, 2002

[39] S. Heikman, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, *Growth of Fe doped semi-insulating GaN by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett., 81, 439-441, 2002

[40] A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Bläsing, M. Poschenrieder, O. Contreras, P. Veit, T. Riemann, F. Bertram, A. Reiher, A. Krtschil, A. Diez, T. Hempel, T. Finger, A. Kasic, M. Schubert, D. Bimberg, F.A. Ponce, J. Christen, A. Krost, *Metalorganic chemical vapor phase epitaxy of gallium-nitride on silicon*, phys. stat. sol. c, 0(6), 1583-1606, 2003

[41] A. Krost, A. Dadgar, G. Strassburger, R. Clos, *GaN-based epitaxy on silicon: stress measurements*, phys. stat. sol. (a), 200(1), 26-35, 2003

[42] O. Ambacher, *Pyroelectronics and Pyrosensors based on GaN/SiC Hetero- and Microstructures*, Gastvortrag an der Universität Ulm, 23. November 2005

[43] I. Daumiller, *Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierenden Heterostruktur-Feldeffekttransistoren*, Dissertation, Universität Ulm, 2003

[44] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L.F. Eastman, *Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures*, J. Phys.: Condens. Matter, 14(13), 3399-3434, 2002

[45] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*, Physical Review B, 56(16), R10024-R10027, 1997

[46] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, *Polarization-Based Calculation of the Dielectric Tensor of Polar Crystals*, Physical Review Letters, 79(20), 3958-3961, 1997

[47] A.F. Wright, *Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN*, J. Appl. Phys., 82(6), 2833-2839, 1997

[48] T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, *Theoretical Study of Orientation Dependence of Piezoelectric Effects in Wurtzite Strained GaInN/GaN Heterostructure and Quantum Wells*, Jpn. J. Appl. Phys., 39(part1, no. 2A), 413-416, 2000

[49] R.D. King-Smith, D. Vanderbilt, *Theory of polarization of crystalline solids*, Physical Review B, 47(3), 1651-1654, 1993

[50] S. de Dironcoli, S. Baroni, R. Resta, *Piezoelectric Properties of III-V Semiconductors from First-Principles Linear-Response Theory*, Physical Review Letters, 62(24), 2853-2856, 1989

[51] W. Zhong, R.D. King-Smith, D. Vanderbilt, *Giant LO-TO Splittings in Perovskite Ferroelectrics*, Physical Review Letters, 72(22), 3618-3621, 1994

[52] U.V. Waghmare, K.M. Rabe, *Ab initio statistical mechanics of the ferroelectric phase transition in $PbTiO_3$*, Physical Review B, 55(10), 6161-6173, 1997

[53] M.-A. Dubois, P. Muralt, *Properties of aluminum nitride thin films for piezoelectric transducers and microwave filter applications*, Appl. Phys. Lett., 74(20), 3032-3034, 1999

[54] A.D. Bykhovski, V.V. Kaminski, M.S. Shur, Q.C. Chen, M.A. Khan, *Piezoresistive effect in wurtzite n-type GaN*, Appl. Phys. Lett., 68(6), 818-819, 1996

[55] B. Daudin, J.L. Rouvière, M. Arlery, *Polarity determination of GaN films by ion channeling and convergent beam electron diffraction*, Appl. Phys. Lett., 69(17), 2480-2482, 1996

[56] M. Seelmann-Eggebert, J.L. Weyher, H. Obloh, H. Zimmermann, A. Rar, S. Porowski, *Polarity of (00.1) GaN epilayers grown on a (00.1) sapphire*, Appl. Phys. Lett., 71(18), 2635-2637, 1997

[57] A.R. Smith, R.M. Feenstra, D.W. Greve, M.-S. Shin, M. Skowronski, J. Neugebauer, J.E. Northrup, *Determination of wurtzite GaN lattice polarity based on surface reconstruction*, Appl. Phys. Lett., 72(17), 2114-2116, 1998

[58] R. Oberhuber, G. Zandler, P. Vogl, *Mobility of two-dimensional electrons in AlGaN/GaN modulation-doped field-effect transistors*, Appl. Phys. Lett., 73(6), 818-820, 1998

[59] M. Neuburger, I. Daumiller, M. Kunze, T. Zimmermann, B. Jogai, J. van Nostrand, J. Sewell, T. Jenkins, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *The Role of Charge Dipoles in GaN HFET Design*, phys. stat. sol. (c), 0(1), 86-89, 2002

[60] E. Kohn, I. Daumiller, M. Kunze, M. Neuburger, M. Seyboth, T. Jenkins, J. Sewell, J. van Nostrand, Y. Smorchkova, U. Mishra, *Transient Characteristics of GaN Based Heterostructure Field Effect Transistors*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 51(2), 634-642, 2003

[61] M. Neuburger, J. Allgaier, T. Zimmermann, I. Daumiller, M. Kunze, R. Birkhahn, D.W. Gotthold, E. Kohn, *Analysis of surface charging effects in passivated AlGaN/GaN-FETs using a MOS test electrode*, IEEE Electron Device Letters, 25(5), 256-259, 2004

[62] A. Dadgar, F. Schulze, J. Bläsing, A. Diez, A. Krost, M. Neuburger, E. Kohn, I. Daumiller, M. Kunze, *High sheet charge carrier density AlInN/GaN field effect transistors on Si(111)*, Appl. Phys. Lett., 85(6), 5400-5403, 2004

[63] A. Dadgar, M. Neuburger, F. Schulze, J. Bläsing, A. Krtschil, I. Daumiller, M. Kunze, K.-M. Günther, H. Witte, D. Diez, E. Kohn, E. Krost, *High-current AlInN/GaN field effect transistors*, phys. stat. sol. (a), 202(5), 832-836, 2005

[64] M. Neuburger, A. Dadgar, T. Zimmermann, F. Schulze, A. Krtschil, M Günther, H. Witte, J. Bläsing, I. Daumiller, M. Kunze, A. Krost, E. Kohn, *Unstrained InAlN/GaN-HEMT Structure*, International Journal of High Speed Electronics and Systems, 35, 161-166, 2005

[65] M. Neuburger, I. Daumiller, T. Zimmermann, M. Kunze, G. Koley, M.G. Spencer, A. Dadgar, A. Krtschil, A. Krost, E. Kohn, *On the surface Stability of InGaN-channel based HFETs*, IEE Electronics Letters, 39(22), 1614-1616, 2003

[66] T. Zimmermann, *Realisierung und Dimensionierung von GaN-HFETs mit Piezo-induziertem Kanal*, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2002

[67] A.D. Carlo, F.D. Sala, P. Lugli, V. Fiorentini, and F. Bernadini, *Doping screening of polarization fields in nitride heterostructures*, Appl. Phys. Lett., 76(26), 3950-3952, 2000

[68] M. Neuburger, *Entwurf und Technologie von GaN-Heterostruktur FETs für hohe Leistung*, Dissertation, Universität Ulm, 2006

[69] D. Jena, S. Heikman, D. Green, D. Buttari, R. Coffie, H. Xing, S. Keller, S. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, I. Smorchkova, *Realization of wide electron*

slabs by polarization bulk doping in graded III-V nitride semiconductor alloys, Appl. Phys. Lett., 81(23), 4395-4397, 2002

[70] D. Jena, S. Heikman, J.S. Speck, A. Gossard, U.K. Mishra, A. Link, O. Ambacher, *Magnetotransport properties of a polarization-doped three-dimensional electron slab in graded AlGaN*, Physical Review B, 67, 153306-1 - 153306-4, 2003

[71] S. Rajan, H. Xing, S. DenBaars, U.K. Mishra, D. Jena, *AlGaN/GaN polarization-doped field-effect transistor for microwave power applications*, Appl. Phys. Lett., 84(8), 1591-1593, 2004

[72] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*, J. Appl. Phys., Applied Physics Review, 89(11), 5815-5875, 2001

[73] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, *Band parameters for nitrogen-containing semiconductors*, J. Appl. Phys., Applied Physics Reviews - Focused Review, 94(6), 3675-3696, 2003

[74] H. Harima, *Properties of GaN and related compounds studied by means of Raman scattering*, Journal of Physics, Condensed Matter, Topical Review, 14, R967-R993, 2002

[75] S. Strite, H. Morkoç, *GaN, AlN, and InN: A review*, J. Vac. Sci. Technol. B, Critical Review, 10(4), 1237-1266, 1992

[76] S.C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. Van Overstraeten, *III-nitrides: Growth, characterization, and properties*, J. Appl. Phys., Applied Physics Reviews, 87(3), 965-1006, 2000

[77] P. Gluche, *Herstellung und Charakterisierung von Mikro-Sensoren und Aktoren auf CVD Diamantschichten*, Dissertation, Universität Ulm, 1999

[78] J.H. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano, C. Wetzel, *Properties, processing and applications of Gallium Nitride and related semiconductors*, London, UK: INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 1999

[79] T. Zimmermann, M. Neuburger, P. Benkart, F.J. Hernández-Guillén, C. Pietzka, M. Kunze, I. Daumiller, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *Piezoelectric GaN Sensor Structures*, IEEE Electron Device Letters, 27(5), 309-312, 2006

[80] M. Eickhoff, O. Ambacher, G. Krötz, M. Stutzmann, *Piezoresistivity of $Al_xGa_{1-x}N$ layers and $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructures*, J. Appl. Phys., 90(7), 3383-3386, 2001

[81] M.Eickhoff, J. Schalwig, G. Steinhoff, O. Weidemann, L. Görgens. R. Neuberger, M. Hermann, B. Baur, G. Müller, O. Ambacher, M. Stutzmann, *Electronics and sensors based pyroelectric AlGaN/GaN heterostructures, Part B: Sensor applications*, phys. stat. sol. c, 0(6), 1908-1918, 2003

[82] Y. Takagaki, Y.J. Sun, O. Brandt, K.H. Ploog, *Strain relaxation in AlN/GaN bilayer films grown on γ-$LiAlO_2$ (100) for nanoelectromechanical systems*, Appl. Phys. Lett., 84(23), 4756-4758, 2004

[83] R. Gaska, J.W. Yang, A.D. Bykhovski, M.S. Shur, V.V. Kaminskii, S. Soloviov, *Piezoresistive effect in GaN-AlN-GaN structures*, Appl. Phys. Lett., 71, 3817-3819, 1997

[84] S. Davies, T.S. Huang, M.H. Gass, A.J. Papworth, T.B. Joyce, P.R. Chalker, *Fabrication of GaN cantilevers on silicon substrates for microelectromechanical devices*, Appl. Phys. Lett., 84(14), 2566-2568, 2004

[85] R.P. Strittmatter, R.A. Beach, G.S. Picus, T.C. McGill, *Piezoelectrically enhanced capacitive strain sensors using GaN metal-insulator-semiconductor diodes*, J. Appl. Phys., 94(9), 5958-5963, 2003

[86] Y.-R. Wu, J. Singh, *Metal piezoelectric semiconductor field effect transistors for piezoelectric strain sensors*, Appl. Phys. Lett., 85(7), 1223-1225, 2004

[87] B.S. Kang, S. Kim, J. Kim, F. Ren, K. Baik, S.J. Pearton, B.P. Gila, C.R. Abernathy, C.-C. Pan, G.-T. Chen, J.-I. Chyi, V. Chandrasekaran, M. Sheplak, T. Nishida, S.N.G. Chu, *Effect of external strain on the conductivity of AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors*, Appl. Phys. Lett., 83(23), 4845-4847, 2003

[88] L. Jiang, M. Hassan, A.J. Harris, J.S. Burdess, C.A. Zorman, M. Mehregany, R. Cheung, *Fabrication of SiC microelectromechanical systems using one-step dry etching*, J. Vac. Sci. Technol. B, 21(6), 2998-3001, 2003

[89] B.S. Kang, J. Kim, S. Jang, F. Ren, J.W. Johnson, R.J. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, E.L. Piner, K.J. Linthicum, S.N.G. Chu, K. Baik, B.P. Gila,

C.R. Abernathy, S.J. Pearton, *Capacitance pressure sensor based on GaN high-electron-mobility transistor-on-Si membrane*, Appl. Phys. Lett., 86, 253502-1 - 253502-3, 2005

[90] C. Sones, S. Mailis, V. Apostolopoulos, I.E. Barry, C. Gawith, P.G.R. Smith, R.W. Eason, *Fabrication of piezoelectric micro-cantilevers in domain-engineered $LiNbO_3$ single crystals*, J. Micromechanics & Microengineering, 12, 53-57, 2002

[91] D. Jena, S. Heikman, D. Green, D. Buttari, R. Coffie, H. Xing, S. Keller, S. Denbaars, J.S. Speck, I. Smorchkova, U.K. Mishra, *Realization of wide electron slabs by polarization bulk doping in graded III-V nitride semiconductor alloys*, Appl. Phys. Lett., 81, 4395-4397, 2002

[92] J.-Q. Wang, Z.-Q. Gu, M.-F. Li, W.-Y. Lai, *Intervalley Γ-X deformation potantials in III-V zinc-blende semiconductors by ab initio pseudopotential calculations*, Physical Review B, 46(19), 12358-12364, 1992

[93] C. Pietzka, *Piezoelektrische Sensorstrukturen mit AlGaN/GaN-HEMTs*, Studienarbeit Ulm, Oktober 2004

[94] B.E. Foutz, L.F. Eastman, U.V. Bhapkar, M.S. Shur, *Comparison of high field electron transport in GaN and GaAs*, Appl. Phys. Lett., 70(21), 2849-2851, 1997

[95] L.F. Eastman, *Results, Potential and Challenges of High Power GaN-Based Transistors*, phys. stat. sol. (a), 176, 175-178, 1999

[96] F. Medjdoub, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M.A. Py, D. Ducatteau, C. Gaquière, N. Grandjean, E. Kohn, *Can InAlN/GaN be an alternative to high power / high temperature AlGaN/GaN devices?*, IEDM, 2006

[97] O. Mayrock, H.-J. Wünsche F. Henneberger, *Polarization charge screening and indium surface segregation in (In,Ga)N/GaN single and multiple quantum wells*, Physical Review B, 62(24), 16870-16880, Dec. 2000

[98] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi, *Activation Energy and Electrical Activity of Mg in Mg-Doped $In_xGa_{1-x}N$ ($x < 0.2$)*, Jpn. J. Appl. Phys., 39 part 2 (4B), L337-L339, 2000

[99] P. Kozodoy, H. Xing, S. P. DenBaars, A. Saxler, R. Perrin, S. Elhamri, W. C. Mitchel, U. K. Mishra, *Heavy doping effects in Mg-doped GaN*, J. Appl. Phys., 87(4), 1832-1835, 2000

[100] M. S. Shur, A. D. Bykhovski, R. Gaska, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, *Accumulation hole layer in p-GaN/AlGaN heterostructures*, Applied Physics Letters, 76(21), 3061-3063, 2000

[101] P. M. Asbeck, E. T. Yu, S. S. Lau, W. Sun, X. Dang, C. Shi, *Enhancement of base conductivity via the piezoelectric effect in AlGaN/GaN HBTs*, Solid-State Electronics, 44, 211-219, 2000

[102] L. Hsu, W. Walukiewicz, *Theoretical transport studies of p-type GaN/AlGaN modulation-doped heterostructures*, Applied Physics Letters, 74(17), 2405-2407, 1999

[103] M. S. Shur, A. D. Bykhovski, R. Gaska, *Two-dimensional hole gas induced by piezoelectric charges*, Solid-State Electronics, 44, 205-210, 2000

[104] M. Shatalov, G. Simin, J. Zhang, V. Adivarahan, A. Koudymov, R. Pachipulusu, M. A. Khan, *GaN/AlGaN p-Channel Inverted Heterostructure JFET*, IEEE Electron Device Letters, 23(8), 452-454, 2002

[105] R. Zhang, P. Chen, B. Shen, S. L. Gu, Y. Shi and Y. D. Zheng, *Fabrication of Enhancement Mode GaN-Based Metal-Insulator-Semiconductor Field Effect Transistor*, Second Joint Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits, Germany, 2002

[106] M.S. Shur, A.D. Bykhovski, R. Gaska, J.W. Yang, G. Simin, M.A. Khan, *Accumulation hole layer in p-GaN/AlGaN heterostructures*, Applied Physics Letters, 76(21), 3061-3063, 2000

[107] A. Koudymov, M. Shatalov, G. Simin, J. Zhang, V. Adivarahan, M.A. Khan, 60th Device Research Conference, Santa Barbara, California, p. 29-30, June 2002

[108] T. Zimmermann, M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, A. Denisenko, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *P-channel InGaN-HFET Structure Based on Polarization Doping*, 61th Device Research Conference, Salt Lake City, Utah, June 2003

[109] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B.E. Foutz, M.J. Murphy, J.A. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, *Role of Spontaneous and Piezoelectric Polarization Induced Effects in Group-III Nitride Based Heterostructures and Devices*, phys. stat. sol. (b), 216, 381-389, 1999

[110] P.M. Asbeck, E.T. Yu, S.S. Lau, G.J. Sullivan, J. Van Hove, J. Redwing, *Piezoelectric charge densities in AlGaN/GaN HFETs*, IEE Electronics Letters, 33(14), 1230, 1997

[111] E.T. Yu, X.Z. Dang, L.S. Yu, D. Qiao, P.M. Asbeck, S.S. Lau, G.J. Sullivan, K.S.Boutros, J.M. Redwing, *Schottky barrier engineering in III-V nitrides via the piezoelectric effect*, Applied Physics Letters, 73(13), 1880-1882, 1998

[112] W. Götz, N.M. Johnson, D.P. Bour, M.D. McCluskey, E.E. Haller, *Local vibrational modes of the Mg-H acceptor complex in GaN*, Applied Physics Letters, 69(24), 3725-3727, 1996

[113] J. Neugebauer, C.G. Van de Walle, *Role of hydrogen in doping of GaN*, Applied Physics Letters, 68(13), 1829-1831, 1996

[114] M.S. Brandt, N.M. Johnson, R.J. Molnar, R. Singh, T.D. Moustakas, *Hydrogenation of p-type gallium nitride*, Applied Physics Letters, 64(17), 2264-2266, 1994

[115] T. Makimoto, K. Kumakura, T. Nishida, N. Kobayashi, *Valence-Band Discontinuities between InGaN and GaN Evaluated by Capacitance-Voltage Characteristics of p-InGaN/n-GaN Diodes*, Journal of Electronic Materials, 31(4), 313-315, 2002

[116] S. Fischer, C. Wetzel, E.E. Haller, B.K. Meyer, *On p-type doping in GaN-acceptor binding energies*, Applied Physics Letters, 67(9), 1298-1300, 1995

[117] J.C. Zolper, R.G. Wilson, S.J. Pearton, R.A. Stall, *Ca and O ion implantation doping of GaN*, Applied Physics Letters, 68(14), 1945-1947, 1996

[118] A.R. Stonas, P. Kozodoy, H. Marchand, P.Fini, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, E.L. Hu, *Backside-illuminated photoelectrochemical etching for the fabrication of deeply undercut GaN structures*, Applied Physics Letters, 77(16), 2610-2612, 2000

[119] W. Götz, N.M. Johnson, J. Walker, D.P. Bour, R.A. Street, *Activation of acceptors in Mg-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition*, Applied Physics Letters, 68(5), 667-669, 1996

[120] M.A. Scherer, *Prozesstechnologie für GaN-basierende Leuchtdioden*, Dissertation Ulm, Januar 2004

[121] D.-H. Youn, M. Lachab, M. Hao, T. Sugahara, H. Takenaka, Y. Naoi, S. Sakai, *Investigation on the P-Type Activation Mechanism in Mg-doped GaN Films Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition*, Jpn. J. Appl. Phys., 38(part 1, no. 2A), 631-634, 1999

[122] K.-S. Ahn, D.-J. Kim, Y.-T. Moon, H.-G. Kim, S.-J. Park, *Effects of a two-step rapid thermal annealing process on Mg-doped p-type GaN films grown by metalorganic chemical vapor deposition*, J. Vac. Sci. Technol. B, 19(1), 215-218, 2001

[123] S. Nakamura, *InGaN/AlGaN blue-light-emitting diodes*, J. Vac. Sci. Technol. A, 13(3), 705-710, 1995

[124] B.A. Hull, S.E. Mohney, H.S. Venugopalan, J.C. Ramer, *Influence of oxygen on the activation of p-type GaN*, Applied Physics Letters, 76(16), 2271-2273, 2000

[125] T.-C. Wen, S.-C. Lee, W.-I. Lee, T.-Y. Chen, S.-H. Chan, J.-S. Tsang, *Activation of p-Type GaN in a Pure Oxygen Ambient*, Jpn. J. Appl. Phys., 40(part 2 no. 5B), L495-L497, 2001

[126] I. Waki, H. Fujioka, M. Oshima, H. Miki, A. Fukizawa, *Low-temperature activation of Mg-doped GaN using Ni films*, Applied Physics Letters, 78(19), 2899-2901, 2001

[127] Y. Kamiura, Y. Yamashita, S. Nakamura, *Photo-Enhanced Activation of Hydrogen-Passivated Magnesium in P-Type GaN Films*, Jpn. J. Appl. Phys., 37(part 2 no. 8B), L970-L971, 1998

[128] M. Miyachi, T. Tanaka, Y. Kimura, H. Ota, *The activation of Mg in GaN by annealing with minority-carrier injection*, Applied Physics Letters, 72(9), 1101-1103, 1998

[129] L.S. McCarthy, I. Smorchkova, H. Xing, P. Fini, S. Keller, J. Speck, S.P. DenBaars, M.J.W. Rodwell, U.K. Mishra, *Effect of threading dislocations on AlGaN/GaN heterojunction bipolar transistors*, Applied Physics Letters, 78(15), 2235-2237, 2001

[130] T. Tanaka, A. Watanabe, H. Amano, Y. Kobayashi, I. Akasaki, S. Yamazaki, M. Koike, *p-type conduction in Mg-doped GaN and $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy*, Applied Physics Letters, 65(5), 593-594, 1994

[131] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi, *Mg-acceptor activation mechanism and transport characteristics in p-type InGaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy*, Journal of Applied Physics, 93(6), 3370-3375, 2003

[132] L.S. McCarthy, P. Kozodoy, M.J.W. Rodwell, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, *AlGaN/GaN Heterojunction Bipolar Transistor*, IEEE Electron Device Letters, 20(6), 277-279, 1999

[133] S. Nakamura, N. Iwasa, M. Senoh, T. Mukai, *Hole Compensation Mechanism of P-Type GaN Films*, Jpn. J. Appl. Phys., 31(Part 1 no. 5A), 1258-1266, 1992

[134] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishnan, B. Santic, P. Schlotter, *Nature of the 2.8 eV photoluminescence band in Mg doped GaN*, Applied Physics Letters, 72(11), 1326-1328, 1998

[135] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley and Sons, 2nd edition, 1981

[136] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag Leipzig, 15. Auflage, 1995

[137] I. Daumiller, *Herstellung und Charakterisierung hochtemperaturstabiler, Silizium-basierender Schottky-Kontakte auf Diamant*, Diplomarbeit Ulm, März 1997

[138] S.J. Pearton, J.C. Zolper, R.J. Shul, F. Ren, *GaN: Processing, defects, and devices*, Journal of Applied Physics, Applied Physics Reviews, 86(1), 1-78, 1999

[139] LED News, *Kopin announces novel ohmic contact technology for GaN LEDs*, Compound Semiconductor Magazine, p. 8, dec. 2002

[140] J. Narayan, H. Wang, T.-H. Oh, H.K. Choi, J.C.C. Fan, *Formation of epitaxial Au/Ni/Au ohmic contacts to p-GaN*, Applied Physics Letters, 81(21), 3978-3980, 2002

[141] P.J. Hartlieb, A. Roskowski, R.F. Davis, W. Platow, R.J. Nemanich, *Pd growth and subsequent Schottky barrier formation on chemical vapor cleaned p-type GaN surfaces*, Journal of Applied Physics, 91(2), 732-738, 2002

[142] R.-H. Horng, D.-S. Wuu, Y.-C. Lien, W.-H. Lan, *Low-resistance and high-transparency Ni/indium tin oxide ohmic contacts to p-type GaN*, Applied Physics Letters, 79(18), 2925-2927, 2001

[143] J.K. Kim, J.-L. Lee, J.W. Lee, H.E. Shin, Y.J. Park, T. Kim, *Low resistance Pd/Au ohmic contacts to p-type GaN using surface treatment*, Applied Physics Letters, 73(20), 2953-2955, 1998

[144] J.-S. Jang, S.-J. Park, T.-Y. Seong, *Formation of low resistance Pt ohmic contacts to p-type GaN using two-step surface treatment*, J. Vac. Sci. Technol. B, 17(6), 2667-2670, 1999

[145] J.-S. Jang, T.-Y. Seong, *Electronic transport mechanisms of nonalloyed Pt Ohmic contacts to p-GaN*, Applied Physics Letters, 76(19), 2743-2745, 2000

[146] M.-R. Park, W.A. Anderson, S.-J. Park, *Improved low resistance contacts of Ni/Au and Pd/Au to p-type GaN using a cryogenic treatment*, GaN and Related Alloys, Symposium (Materials Research Society Symposium Proceedings Vol. 595). Mater. Res. Soc. 2000, pp. W11.77.1-6. Warrendale, PA, USA, 1999

[147] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi, *Low-resistance nonalloyed ohmic contact to p-type GaN using strained InGaN contact layer*, Applied Physics Letters, 79(16), 2588-2590, 2001

[148] T. Gessmann, Y.-L. Li, E.L. Waldron, J.W. Graff, E.F. Schubert, J.K. Sheu, *Ohmic contacts to p-type GaN mediated by polarization fields in thin $In_xGa_{1-x}N$ capping layers*, Applied Physics Letters, 80(6), 986-988, 2002

[149] T. Gessmann, J.W. Graff, Y.-L. Li, E.L. Waldron, E.F. Schubert, *Ohmic contact technology in III nitrides using polarization effects of cap layers*, Journal of Applied Physics, 92(7), 3740-3744, 2002

[150] T. Maeda, Y. Koide, M. Murakami, *Effects of NiO on electrical properties of NiAu-based ohmic contacts for p-type GaN*, Applied Physics Letters, 75(26), 4145-4147, 1999

[151] J.C. Jan, K. Asokan, J.W. Chiou, W.F. Pong, P.K. Tseng, M.-H. Tsai, Y.K. Chang, Y.Y. Chen, J.F. Lee, J.S. Wu, H.-J. Lin, C.T. Chen, L.C. Chen, F.R. Chen, J.-K. Ho, *Electronic structure of oxidized Ni/Au contacts on p-GaN investigated by x-ray absorption spectroscopy*, Applied Physics Letters, 78(18), 2718-2720, 2001

[152] J.K. Sheu, Y.K. Su, G.C. Chi, P.L. Koh, M.J. Jou, C.M. Chang, C.C. Liu, W.C. Hung, *High-transparency Ni/Au ohmic contact to p-type GaN*, Applied Physics Letters, 74(16), 2340-2342, 1999

[153] D. Qiao, L.S. Yu, S.S. Lau, J.Y. Lin, H.X. Jiang, T.E. Haynes, *A study of the Au/Ni ohmic contact on p-GaN*, Journal of Applied Physics, 88(7), 4196-4200, 2000

[154] J.K. Kim, J.-L. Lee, J.W. Lee, H.E. Shin, Y.J. Park, T. Kim, *Low resistance Pd/Au ohmic contacts to p-type GaN using surface treatment*, Applied Physics Letters, 73(20), 2953-2955, 1998

[155] T. Arai, H. Sueyoshi, Y. Koide, M. Moriyama, M. Murakami, *Development of Pt-based ohmic contact materials for p-type GaN*, Journal of Applied Physics, 89(5), 2826-2831, 2001

[156] J.S. Kwak, O.-H. Nam, Y. Park, *Abnormal dependence of contact resistivity on hole concentration in nonalloyed ohmic contacts to p-GaN*, Applied Physics Letters, 80(19), 3554-3556, 2002

[157] J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, C.-Y. Chen, K.-K. Shih, *Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN*, Applied Physics Letters, 74(9), 1275-1277, 1999

[158] L.-C. Chen, J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, K.-K. Shih, F.-R. Chen, J.-J. Kai, L. Chang, *Oxidized Ni/Pt and Ni/Au ohmic contacts to p-type GaN*, Applied Physics Letters, 76(25), 3703-3705, 2000

[159] L.-C. Chen, J.-K. Ho, F.-R. Chen, J.-J. Kai, L. Chang, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, K.-K. Shih, *The Effect of Heat Treatment on Ni/Au Ohmic Contacts to p-type GaN*, phys. stat. sol. (a), 176, 773-777, 1999

[160] L.-C. Chen, F.-R. Chen, J.-J. Kai, L. Chang, J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, C.-Y. Chen, K.-K. Shih, *Microstructural investigation of oxidized Ni/Au ohmic contact to p-type GaN*, Journal of Applied Physics, 86(7), 3826-3832, 1999

[161] J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, K.-K. Shih, L.-C. Chen, F.-R. Chen, J.-J. Kai, *Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN achieved by the oxidation of Ni/Au films*, Journal of Applied Physics, 86(8), 4491-4497, 1999

[162] H. Kim, D.-J. Kim, S.-J. Park, H. Hwang, *Effect of an oxidized Ni/Au p contact on the performance of GaN/InGaN multiple quantum well light-emitting diodes*, Journal of Applied Physics, Communications, 89(2), 1506-1508, 2002

[163] S.H. Wang, S.E. Mohney, R. Birkhahn, *Environmental and thermal aging of Au/Ni/p-GaN ohmic contacts annealed in air*, Journal of Applied Physics, 91(6), 3711-3716, 2002

[164] D.L. Hibbard, S.P. Jung, C. Wang, D. Ullery, Y.S. Zhao, H.P. Lee, W. So, H. Liu, *Oxidized Ni/Pt and Ni/Au ohmic contacts to p-type GaN*, Applied Physics Letters, 83(2), 311-313, 2003

[165] Y. Koide, T. Maeda, T. Kawakami, S. Fujita, T. Uemura, N. Shibata, M. Murakami, *Effects of Annealing in an Oxygen Ambient on Electrical Properties of Ohmic Contacts to p-Type GaN*, Journal of Electronic Materials, 28(3), 341, 1999

[166] Y. Okamoto, M. Saito, A. Oshiyama, *First-Principles Calculations on Mg Impurity and Mg-H Complex in GaN*, Jpn. J. Appl. Phys., 35(part 2, no. 7A), L807-L809, 1996

[167] M.S. Brandt, J.W. Ager III, W. Götz, N.M. Johnson, J.S. Harris Jr., R.J. Molnar, T.D. Moustakas, *Local vibrational modes in Mg-doped gallium nitride*, Physical Review B, 49(20), 14758-14761, 1994

[168] H. Ishikawa, S. Kobayashi, Y. Koide, S. Yamasaki, S. Nagai, J. Umeaki, M. Koike, M. Murakami, *Effects of surface treatments and metal work functions on electrical properties at p-GaN/metal interfaces*, Journal of Applied Physics, 81(3), 1315-1322, 1997

[169] S.J. Pearton, J.W. Lee, J.D. MacKenzie, C.R. Abernathy, R.J. Shul, *Dry etch damage in InN, InGaN, and InAlN*, Applied Physics Letters, 67(16), 2329-2331, 1995

[170] F. Ren, J.R. Lothian, S.J. Pearton, C.R. Abernahty, C.B. Vartuli, J.D. Mackenzie, R.G. Wilson, R.F. Karlicek, *Effect of Dry Etching on Surface Properties of III-Nitrides*, Journal of Electronic Materials, 26(11), 1287, 1997

[171] W. Liu, M.F. Li, S.J. Chua, N. Akutsu, K. Matsumoto, *Photoreflectance study on the surface states of n-type GaN*, Semicond. Sci. Technol., 14(5), 399-402, 1999

[172] P.M. Bridger, Z.Z. Bandi´c, E.C. Piquette, T.C. McGill, *Measurement of induced surface charges, contact potentials, and surface states in GaN by electric force microscopy*, Applied Physics Letters, 74(23), 3522-3524, 1999

[173] T. Zimmermann, M. Neuburger, M. Kunze, I. Daumiller, A. Denisenko, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, *P-Channel InGaN-HFET Structure Based on Polarization Doping*, IEEE Electron Device Letters, 25(7), 450-452, 2004

[174] M. Neuburger, *Simulation von GaN-basierenden HFETs*, Studienarbeit, Universität Ulm, 2000

[175] W.A. Beck, J.R. Anderson, *Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique*, Journal of Applied Physics, 62(2), 541-554, 1987

[176] M. Stutzmann, G. Steinhoff, M. Eickhoff, O. Ambacher, C. E. Nebel, J. Schalwig, R. Neuberger, G. Müller, *GaN-based heterostructures for sensor applications*, Diamond and Related Materials, 11(3-6), 886-891, 2002

[177] B.S. Kang, J. Kim, F. Ren, J.W. Johnson, R.J. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, E.L. Piner, K.J. Linthicum, S.N.G. Chu, K. Baik, B.P. Gila, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, *Pressure-induced changes in the conductivity of AlGaN/GaN high-electron mobility-transistor membranes*, Appl. Phys. Lett., 85(14), 2962-2964, 2004

[178] M. Eickhoff, O. Ambacher, G. Krötz, M. Stutzmann, *Piezoresistivity of $Al_xGa_{1-x}N$ layers and $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructures*, J. Appl. Phys., 90(7), 3383-3386, 2001

[179] F. Martin, P. Muralt, M.-A. Dubois, A. Pezous, *Thickness dependence of the properties of highly c-axis textured AlN thin films*, J. Vac. Sci. Technol. A, 22(2), 361-365, 2004

[180] J. Simon, K. Wang, H. Xing, D. Jena, S. Rajan, *Polarization-Induced 3-Dimensional Electron Slabs in Graded AlGaN Layers*, MRS Symposium Proceedings, 0892, 2006

[181] S. Rajan, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, H. Xing, D. Jena, *Electron mobility in graded AlGaN alloys*, Appl. Phys. Lett., 88, 042103, 2006

[182] J. Simon, K. Wang, H. Xing, S. Rajan, D. Jena, *Carrier transport and confinement in polarization-induced three-dimensional electron-slabs: Importance of alloy scattering in AlGaN*, Appl. Phys. Lett., 88, 042109, 2006

[183] I. Yonenaga, *Thermo-mechanical stability of wide-bandgap semiconductors: high temperature hardness of SiC, AlN, GaN, ZnO and ZnSe*, Physica B, 308-310, 1150-1152, 2001

[184] I. Yonenaga, *High-temperature strength of bulk single crystals of III-V nitrides*, J. Materials Science: Materials in Electronics, 14, 279-281, 2003

[185] I. Yonenaga, S. Itoh, H. Makino, T. Goto, T. Yao, *Photoluminescence of dislocations in plastically deformed GaN*, Physica B, 376-377, 455-459, 2006

[186] I. Yonenaga, T. Shima, M.H.F. Sluiter, *Nano-Indentation Hardness and Elastic Moduli of Bulk Single-Crystal AlN*, Jpn. J. Appl. Phys., 41 (Part 1 No. 7A), 4620-4621, 2002

[187] J. Kuzmik, *Power Electronics on InAlN/(In)GaN: Prospect for a Record Performance*, IEEE Electron Device Letters, 22(11), 510-512, 2001

[188] J. Kuzmik, *InAlN/(In)GaN high electron mobility transistors: some aspects of the quantum well heterostructure proposal*, Semiconductor Science and Technology, 17, 540-544, 2002

[189] T. Zimmermann, *Herstellung und Charakterisierung ohmscher Kontakte auf dem Materialsystem InGaN und AlGaN*, Studienarbeit, Universität Ulm, 2000

[190] A.C. Schmitz, A.T. Ping, M.A. Khan, Q. Chen, J.W. Yang, I. Adesida, *Schottky barrier properties of various metals on n-type GaN*, Semiconductor Science and Technology, 11, 1464-1467, 1996

[191] L.S. Yu, D.J. Qiao, Q.J. Xing, S.S. Lau, K.S. Boutros, J.M. Redwing, *Ni and Ti Schottky barriers on n-AlGaN grown on SiC substrates*, Appl. Phys. Lett., 73(2), 238-240, 1998

[192] Q.Z. Liu, L.S. Yu, S.S. Lau, J.M. Redwing, N.R. Perkins, T.F. Kuech, *Thermally stable PtSi Schottky contact on n-GaN*, Appl. Phys. Lett., 70(10), 1275-1277, 1997

[193] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki, *Schottky barrier on n-type GaN grown by hydride vapor phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett., 63(19), 2676-2678, 1993

[194] A.M. Goodman, *Metal-Semiconductor Barrier Height Measurement by the Differential Capacitance Method - One Carrier System*, Journal of Applied Physics, 34(2), 329-338, 1963

[195] A. Basu, F. Mohammed, L. Wang, V. Kumar, I. Adesida, *Effects of Mo:Al Ratios on Mo/Al/Mo/Au Ohmic Contacts for GaN-based HEMTs*, EMC, Notre Dame IN USA, 2007

[196] F.M. Mohammed, L. Wang, I. Adesida, *Ultralow resistance Si-containing Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts with large processing window for AlGaN/GaN heterostructures*, Appl. Phys. Lett., 88, 212107, 2006

[197] F.M. Mohammed, L. Wang, I. Adesida, *First-layer Si metallizations for thermally stable and smooth Ohmic contacts for AlGaN/GaN high electron mobility transistors*, J. Vac. Sci. Technol. B, 25(2), 324-333, 2007

[198] F.M. Mohammed, L. Wang, H.J. Koo, I. Adesida, *Anatomy-performance correlation in Ti-based contact metallizations on AlGaN/GaN heterostructures*, Journal of Applied Physics, 101, 033708, 2007

[199] F.M. Mohammed, L. Wang, I. Adesida, *Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaN and AlGaN/GaN epilayers*, Journal of Applied Physics, 101, 013702, 2007

[200] H.T. Wang, L.S. Tan, E.F. Chor, *AlGaN/GaN high electron mobility transistors with implanted ohmic contacts*, Thin Solid Films, 515, 4476-4479, 2007

[201] Y. Furuhashi, S. Yoshida, D. Ozaki, T. Inada, *Electrical properties of n-type layers formed in GaN by Si implantation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 242, 633-636, 2006

[202] M. Suita, T. Nanjo, T. Oishi, Y. Abe, Y. Tokuda, *Ion implantation doping for AlGaN/GaN HEMTs*, phys, stat. sol. (c), 3(6), 2364-2367, 2006

[203] F. Recht, L. McCarthy, S. Rajan, A. Chakraborty, C. Poblenz, A. Corrion, J.S. Speck, U.K. Mishra, *Nonalloyed Ohmic Contacts in AlGaN/GaN HEMTs by Ion Implantation With Reduced Activation Annealing Temperature*, IEEE Electron Device Letters, 27(4), 205-207, 2006

[204] P.R. Tavernier, T. Margalith, J. Williams, D.S. Green, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, S. Nakamura, D.R. Clarke, *The growth of N-face GaN by MOCVD: effect of Mg, Si, and In*, Journal of Crystal Growth, 264, 150-158, 2004

[205] S. Keller, P. Cantu, C. Moe, Y. Wu, S. Keller, U.K. Mishra, J.S. Speck, S.P. DenBaars, *Metalorganic Chemical Vapor Deposition Conditions for Efficient Silicon Doping in High Al-Composition AlGaN Films*, Japanese Journal of Applied Physics, 44(10), 7227-7233, 2005

[206] W.K. Fong, K.K. Leung, C. Surya, *Si doping of metal-organic chemical vapor deposition grown gallium nitride using ditertiarybutyl silane metal-organic source*, Journal of Crystal Growth, 298, 239-242, 2007

[207] X.A. Cao, H. Lu, E.B. Kaminsky, S.D. Arthur, J.R. Grandusky, F. Shahedipour-Sandvik, *Homoepitaxial growth and electrical characterization of GaN-based Schottky and light-emitting diodes*, Journal of Crystal Growth, 300, 382-386, 2007

[208] S. Hashimoto, Y. Yoshizumi, T. Tanabe, M. Kiyama, *High-purity GaN epitaxial layers for power devices on low-dislocation-density GaN substrates*, Journal of Crystal Growth, 298, 871-874, 2007

[209] W. Lee, J.-H. Ryou, D. Yoo, J. Limb, R.D. Dupuis, D. Hanser, E. Preble, N.M. Williams, K. Evans, *Optimization of Fe doping at the regrowth interface of GaN for applications to III-nitride-based heterostructure field-effect transistors*, Applied Physics Letters, 90, 093509, 2007

[210] S. Kato, Y. Satoh, H. Sasaki, I. Masayuki, S. Yoshida, *C-doped GaN buffer layers with high breakdown voltages for high-power operation AlGaN/GaN HFETs on 4-in Si substrates by MOVPE*, Journal of Crystal Growth, 298, 831-834, 2007

[211] O. Lopatiuk, L. Chernyak, Y. Feldman, K. Gartsman, *Studies of electron trapping in GaN doped with carbon*, Thin Solid Films, 515, 4365-4368, 2007

[212] Y.C. Choi, M. Pophristic, B. Peres, H.-Y. Cha, M.G. Spencer, L.F. Eastman, *High breakdown voltage C-doped GaN-on-sapphire HFETs with a low specific on-resistance*, Semiconductor Science and Technology, 22, 517-521, 2007

[213] A. Dadgar, P. Veit, F. Schulze, J. Bläsing, A. Krtschil, H. Witte, A. Diez, T. Hempel, J. Christen, R. Clos, A. Krost, *MOVPE growth of GaN on Si-Substrates and strain*, Thin Solid Films, 515, 4356-4361, 2007

[214] P.R. Tavernier, T. Margalith, J. Williams, D.S. Green, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, S. Nakamura, D.R. Clarke, *The growth of N-face GaN by MOCVD: effect of Mg, Si, and In*, Journal of Crystal Growth, 264, 150-158, 2004

Danksagung

Die im Rahmen dieser Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Elektronische Bauelemente und Schaltungen (EBS) der Universität Ulm durchgeführten Experimente und der daraus resultierenden Ergebnisse beruhen auf der Zusammenarbeit mit Prof. Dr. Erhard Kohn, den microGaN GmbH Gründern Dr. Mike Kunze und Dr. Ingo Daumiller, den GaN-Epitaxiespezialisten Dr. Armin Dadgar bei Prof. Dr. Krost von der Universität Magdeburg, meinem GaN-Mitstreiter Dr. Martin Neuburger und vielen anderen Kollegen in der Abteilung Elektronische Bauelemente und Schaltungen der Universität Ulm. Ich bedanke mich für das Vertrauen, das mir Prof. Kohn entgegenbrachte, in der GaN-Forschung Akzente setzen zu können und vor allem für seine große fachliche und ideenreiche Unterstützung während meiner gesamten Arbeit. Ebenfalls möchte ich mich bei meinem Zweitgutachter Prof. A. Vescan und bei Dr. Wolfgang Ebert für seine organisatorische Unterstützung bedanken. Einen großen Dank gilt Ingo Daumiller und Mike Kunze, bei denen ich die GaN-Technologie als auch das nötige experimentelle Wissen erlernen durfte. Voraussetzung für das Gelingen dieser Arbeit waren hochqualitative GaN-Strukturen, die mir Armin Dadgar jederzeit zur Verfügung stellen konnte. Mit meinem Kollegen Martin Neuburger war es stets möglich, über neue Ideen unserer GaN-Forschungsarbeit zu diskutieren, was besonders hilfreich war. Bei allen anderen Kollegen der EBS-Abteilung bedanke ich mich für die interessanten Jahre an der Universität Ulm. Einen ganz besonderen Dank möchte ich auch meinen Eltern geben, die mich in der gesamten Zeit des Studiums und Doktorandenzeit großartig unterstützt haben.

Lebenslauf

12. Mai 1973	geboren in Dresden / Deutschland. Eltern: Werner Zimmermann, Brigitte Zimmermann
September 1980 - Juni 1988	Besuch der 94. Polytechnischen Oberschule in Dresden.
September 1988 - Februar 1990	Besuch der Spezialschule für Mathematik und Naturwissenschaften „Martin Andersen Nexö“ (MAN) in Dresden. Förderung durch Robotron mit Industriepraktikum in PC-Fertigung.
März 1990 - Juni 1991	Besuch des Gymnasiums in Ochsenhausen.
September 1991 - Juni 1994	Besuch des Technischen Gymnasiums in Biberach, Abschluß mit der allgemeinen Hochschulreife (Abitur).
Juli 1994 - Juni 1995	Wehrdienst.
August 1995 - März 2002	Studium der Elektrotechnik an der Universität Ulm.
27. Februar 1998	Vordiplom der Elektrotechnik.
19. Februar - 12. April 1996	Grundpraktikum bei Liebherr - Biberach GmbH.
Juni 2000 - Februar 2001	Studienarbeit an der Universität Ulm (*„Herstellung und Charakterisierung ohmscher Kontakte auf dem Materialsystem InGaN und AlGaN“*).

1. März - 29. Juni 2001	Fachpraktikum bei der DaimlerChrysler AG in Ulm (*„Kontaktoptimierung für SiGe-HEMTs“*).
20. März 2002	Abschluß des Studiums mit Dipl.-Ing. mit Diplomarbeitsthema: *„Realisierung und Dimensionierung von GaN-HFETs mit Piezo-induziertem Kanal“*.
15. April 2002 - 15. Juni 2006	Wissenschaftlicher Angestellter der Abteilung Elektronische Bauelemente und Schaltungen (EBS) an der Universität Ulm.
September 2006 -	Wissenschaftlicher Angestellter im EE Department an der Universität Notre Dame, IN, USA.



.....
Tom Zimmermann