

Struktur und elektronische Eigenschaften von
GaN-Epitaxieschichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte
Dissertation
von

Dipl.-Ing. Jens Stemmer
geboren am 7. Oktober 1967 in Minden/Westfalen

2003

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. J. Graul
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. J. Mucha
Tag der Promotion: 16. Juni 2003

Danksagung

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Graul danke ich für die Ermöglichung und Förderung der Arbeit am Laboratorium für Informationstechnologie. Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Mucha danke ich für die Übernahme des Korreferates sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-G. Musmann für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Mein Dank gilt weiterhin Herrn Dipl.-Phys. J. Aderhold, Herrn Dipl.-Phys. F. Fedler und Herrn Dipl.-Phys. T. Rotter, die in vielen Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke allen Mitarbeitern des Institutes für Halbleiterbauelemente und Werkstoffe für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung. Herrn Dipl.-Ing. C. Ahrens und Herrn Dipl.-Phys. S. Papprotta möchte ich für die Durchführung von Beschichtungen an der Kathodenzerstäubungsanlage danken. Herr Dipl.-Phys. D. Mistele brachte eine Vielzahl von Metallisierungen mit Hilfe von Bedampfungsanlagen auf. Frau A. Lissel danke ich für die Durchführung von REM-Untersuchungen und die Übernahme zahlreicher weiterer Arbeiten.

Herrn Prof. Dr. S. Molina (Departamento de Ciencia de los Materiales e Ingeniería Metalúrgica y Química Inorgánica, Universidad de Cádiz, Spain) gilt mein Dank für die Durchführung von TEM-Untersuchungen. Herrn Dr. M. Fehrer (Institut für Festkörperphysik, Universität Bremen) danke ich für temperaturabhängige Van-der-Pauw-Hallmessungen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Petra und meinen Kindern Carolin und Melanie. Ihre Unterstützung hat insbesondere während der Zeit der Doppelbelastung nach meinem Ausscheiden aus dem Laboratorium für Informationstechnologie zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen.

Kurzfassung

Die hexagonalen Gruppe-III-Nitride $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ weisen große direkte Bandlücken auf, die über einen großen Bereich von 1,89 eV (InN) bis 6,19 eV (AlN) nahezu frei einstellbar sind. Dadurch sind die Gruppe-III-Nitride insbesondere für optoelektronische Anwendungen wie Photodetektoren, lichtemittierende Dioden (LED) und Laserdioden vom roten bis in den ultravioletten Spektralbereich hervorragend geeignet. Zusätzlich besitzen die genannten Nitride im Vergleich zu bisher für elektronische Bauelemente verwendete Halbleitermaterialien (Si, GaAs) deutlich höhere Durchbruchspannungen, bessere thermische Leitfähigkeiten, höhere Sättigungsgeschwindigkeiten der Elektronen und eine höhere thermische Stabilität. Dadurch sind sie auch für Anwendungen in der Leistungs- und Hochfrequenzelektronik sowie der Hochtemperaturelektronik hervorragend geeignet. Der wesentliche Nachteil der Gruppe-III-Nitride besteht in dem Fehlen eines gitterangepassten Substrates, weshalb die zur Herstellung von Bauelementen notwendigen Halbleiterschichten heteroepitaktisch auf Fremdsubstraten wie Saphir und Siliziumcarbid (SiC) abgeschieden werden müssen. Daher weisen die auf den genannten Substraten gewachsenen Nitride in der Regel eine hohe Versetzungsdichte auf, die sich insbesondere negativ auf die Lebensdauer von Laserdioden und die Transporteigenschaften von Transistoren auswirkt.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) von GaN-Basisschichten auf (0001)-Saphir-Substraten. Diese Substrate werden aus wirtschaftlichen Gründen in der Regel den SiC-Substraten vorgezogen, obgleich die Fehlanpassung von GaN auf Saphir mit 13,9 % im Vergleich zu 3,5 % auf SiC erheblich größer ausfällt. Erstmals werden während der Epitaxie Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten (HT-AlN-IL) in das GaN-Wachstum integriert mit dem Ziel, die strukturellen und elektronischen Eigenschaften der GaN-Basisschichten mit Ga- und N-Polarität zu verbessern. Hierzu werden im ersten Schritt HT-AlN-ILs unterschiedlicher Dicke von 3,2 nm bis 14 nm in die GaN-Basisschichten eingefügt. Mit der dünnsten AlN-IL wird eine Reduktion der Versetzungsdichte um den Faktor sieben erreicht. Eng hiermit verknüpft ist eine deutliche Erhöhung der Elektronenbeweglichkeit. Unter Berücksichtigung der im Hinblick auf die Versetzungsdichte optimalen Zwischenschichtdicke werden im zweiten Schritt Mehrfach-Zwischenschichten eingebracht. Hierdurch wird die Versetzungsdichte zusätzlich maximal um den Faktor 5,2 reduziert.

Aufbauend auf den Ergebnissen der Untersuchungen an den GaN-Basisschichten werden AlGaN/GaN-Heterostrukturen abgeschieden, um den Einfluss von HT-AlN-ILs auf die Höhe der Ladungsträgerdichten und -beweglichkeiten in zweidimensionalen Elektronengasen zu untersuchen. Bei den Ga-polaren Heterostrukturen können die Ladungsträgerbeweglichkeiten bei Verwendung von AlN-ILs erheblich gesteigert werden, während bei N-polaren ein negativer Trend festzustellen ist. Der höchste Wert dieser Arbeit wird mit $\mu_n = 1126 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für eine N-polare Struktur mit AlN-Barriere erreicht. Dem Anwendungsaspekt wird mit der Prozessierung der Heterostrukturen zu HEMTs mit Hilfe eines für diesen Zweck entwickelten Maskensatzes Rechnung getragen. Es wird erstmalig gezeigt, dass der maximale Drainstrom und die maximale Steilheit bei Transistoren auf Basis von Heterostrukturen mit HT-AlN-ILs im Vergleich zu Transistoren ohne HT-AlN-IL erheblich gesteigert werden kann. Die höchsten Werte im Rahmen dieser Arbeit werden mit $I_{D,\text{max}} = 687,9 \text{ mA/mm}$ und $g_{m,i} = 220,4 \text{ mS/mm}$ für eine Ga-polare Transistorstruktur mit drei HT-AlN-ILs erreicht.

Schlagworte: GaN-Epitaxie, AlN-Zwischenschichten, AlGaN/GaN-HEMTs

Abstract

The hexagonal nitrides $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ have large direct bandgaps tunable over a large range from 1,89 eV (InN) up to 6,19 eV (AlN). Therefore, the group III nitrides are especially suited for optoelectronic devices such as photodetectors, light emitting diodes (LED), and laser diodes for the red up to the ultraviolet spectral region. Additionally, the nitrides have higher breakdown voltages, better thermal conductivities, higher electron saturation velocities, and higher thermal stabilities in comparison to semiconductor materials usually used for electronic devices (Si, GaAs). Therefore, they are also excellently suited for applications in high power and high frequency electronics as well as high temperature electronics. The main drawback of the hexagonal nitrides is the missing of a lattice matched substrate. Due to this fact the semiconducting layers used for electronic devices have to be deposited heteroepitaxially on substrates such as sapphire and silicon carbide (SiC). Consequently, normally there is a high density of dislocations in the nitrides grown on the abovementioned substrates. This affects especially the lifetime of laser diodes and the electronic transportation properties of transistors.

In the present work, the molecular beam epitaxy (MBE) of GaN on (0001) sapphire substrates is studied. Due to economical reasons sapphire substrates are preferred to SiC substrates although the lattice mismatch of GaN on sapphire (13,9 %) is much higher than on SiC (3,5 %). For the first time high temperature AlN intermediate layers (HT-AlN-IL) are deposited during the epitaxy of GaN. The purpose is to enhance the structural and electronic properties of the Ga polar and N polar GaN layers. Firstly, single HT-AlN-ILs with different thicknesses ranging from 3,2 nm to 14 nm are inserted during the growth of GaN layers. In case of the 3,2 nm thick AlN-IL the dislocation density is reduced by a factor of seven. In conjunction with this reduction the electron mobility is markedly enhanced. Secondly, multiple intermediate layers are deposited using the optimal thickness of the AlN-IL with respect to the dislocation density. This results in a further reduction of the dislocation density by a factor of 5,2.

Based on the results of the characterization of the GaN layers with HT-AlN-ILs AlGaN/GaN heterostructures are deposited in order to study the effect of the HT-AlN-ILs on electron carrier density and mobility in two dimensional electron gases. In case of the Ga polar heterostructures the electron carrier density is markedly enhanced when AlN-ILs are used. For N polar heterostructures a slight decrease is detectable. Nevertheless, the highest value of $\mu_n = 1126 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ of this work is achieved with an N polar structure using an AlN barrier. As an application AlGaN/GaN HEMTs are processed using a set of masks developed for this purpose. It is shown for the first time that the maximum drain current and the maximum transconductance of the transistors when using heterostructures with HT-AlN-ILs is markedly enhanced in comparison to transistors without HT-AlN-IL. The best values of this work reach $I_{D,\text{max}} = 687,9 \text{ mA/mm}$ and $g_{m,i} = 220,4 \text{ mS/mm}$ for a Ga polar transistor structure with three HT-AlN-ILs.

Keywords: GaN epitaxy, AlN intermediate layers, AlGaN/GaN HEMTs

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Symbole und Abkürzungen	v
1 Einleitung	1
2 Polarisierung hexagonaler Nitride.....	5
2.1 Polarität und Spontane Polarisierung hexagonaler Gruppe-III-Nitride.....	5
2.2 Piezoelektrische Polarisierung hexagonaler Gruppe-III-Nitride	9
2.3 Polarisierung bei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen	11
3 Depositionsverfahren und -techniken für hexagonale Nitride	15
3.1 Substrate für die Nitridepitaxie	16
3.2 Nitridierung des Saphirs.....	19
3.3 Abscheidung von GaN-Basissschichten	20
4 Herstellung epitaktischer Schichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten	25
4.1 Aufbau der plasmaunterstützten MBE-Anlage (PAMBE).....	26
4.2 Substratvorbereitung.....	31
4.3 Nitridierung und Wachstumsstart	32
4.4 GaN-Basissschichten.....	34
4.5 Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschichten.....	37
4.6 MBE-Wachstum mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten.....	40
4.7 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen	43
5 Charakterisierung epitaktischer Schichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten	45
5.1 Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten unterschiedlicher Dicke	46
5.2 Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten.....	51
5.3 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen	58
5.3.1 Normale Heterostrukturen.....	60
5.3.2 Inverse Heterostrukturen.....	62

6	Eigenschaften von AlGaIn/GaN-Heterostruktur-Transistoren	66
7	Herstellung und Charakterisierung von AlGaIn/GaN-HEMTs	70
7.1	Prozessierung der HEMTs	70
7.2	Gleichstrommessungen.....	73
8	Diskussion der Ergebnisse.....	79
9	Zusammenfassung.....	82
	Quellenverzeichnis	84

Verzeichnis der verwendeten Symbole und Abkürzungen

Symbole

$\Delta a/a_0, \Delta b/b_0, \Delta c/c_0$	thermische Ausdehnungskoeffizienten
$a_{\alpha\text{-GaN}}$	a-Gitterkonstante von GaN
a, b, c	Gitterkonstanten
a_0, b_0, c_0	relaxierte Gitterkonstanten
a_{Saphir}	a-Gitterkonstante von Saphir
b	Burgersvektor
C_{13}, C_{33}	elastische Konstanten
$d_{\text{GaN-Basis}}$	Dicke der GaN-Basisschicht
e_{15}, e_{31}, e_{33}	piezoelektrische Konstanten
E	elektrische Feldstärke
E_D	Durchbruchfeldstärke
E_g	Bandabstand
f	Gitterfehlpassung
f_{max}	Grenzfrequenz der Leistungsverstärkung
f_T	Transitfrequenz
$g_{m,\text{ext}}$	extrinsische Steilheit
$g_{m,i}$	intrinsische Steilheit
I_D	Drainstrom
$I_{D,\text{max}}$	maximaler Drainstrom
L	Gate-Länge
n	Elektronenkonzentration
n_s	Flächenladungsträgerdichte
P	Polarisation
P_{PE}	piezoelektrische Polarisation
P_{SP}	spontane Polarisation
rms	Rauigkeit (root mean square)
R_D	Drain-Bahnwiderstand
R_S	Source-Bahnwiderstand
T_S	Schmelztemperatur
T_Z	Zersetzungstemperatur
U_{DS}	Drain-Source-Spannung
U_{GS}	Gate-Source-Spannung
U_{th}	Schwellspannung
v_{sat}	Sättigungsgeschwindigkeit
$v_{\text{sat,eff}}$	effektive Sättigungsgeschwindigkeit
W	Gate-Weite
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$	Verspannungen
κ	Emissivität
λ	thermische Leitfähigkeit

μ_n	Elektronenbeweglichkeit
λ	Wellenlänge
ρ_D	Versetzungsdichte
σ	Grenzflächenladung

Abkürzungen

2D	2-dimensional
2DEG	2 Dimensional Electron Gas
AFM	Atomic Force Microscopy
BEP	Beam Equivalent Pressure
CARS	Cryogenic Cooled Atomic Radical Source
CCD	Charge Coupled Device
CV	Capacitance Voltage
CVD	Chemical Vapor Deposition
FWHM	Full Width at Half Maximum
HEMT	High Electron Mobility Transistor
HREM	High Resolution Electron Microscopy
HT-AIN-IL	High Temperature AIN Intermediate Layer
HT-AIN-MIL	High Temperature AIN Multiple Intermediate Layer
HVPE	Hydride Vapor Phase Epitaxy
LD	Laser Diode
LED	Light Emitting Diode
LEEBI	Low Energy Electron Beam Irradiation
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MISLED	Metal Insulator Semiconductor Light Emitting Diode
MOCVD	Metalorganic Chemical Vapor Deposition
MODFET	Modulation Doped Field Effect Transistor
MOMBE	Metalorganic Molecular Beam Epitaxy
PAMBE	Plasma Assisted Molecular Beam Epitaxy
pBN	pyrolytisches Bornitrid
PL	Photolumineszenz
PVTEM	Plan View Transmission Electron Microscopy
RF	Radio Frequency
RHEED	Reflection High Energy Electron Diffraction
RTA	Rapid Thermal Anneal
TEM	Transmission Electron Microscopy
TLM	Transmission Line Method
XRD	X-ray Diffraction
XTEM	Cross Sectional Transmission Electron Microscopy

1 Einleitung

Die binären Verbindungen Aluminiumnitrid (AlN), Galliumnitrid (GaN) und Indiumnitrid (InN), die im folgenden mit den zugehörigen Mischkristallen $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ unter dem Oberbegriff Gruppe-III-Nitride zusammengefasst werden, zählen zur Gruppe der direkten Halbleiter. Sie kristallisieren sowohl in der metastabilen kubischen β -Phase als auch in der thermodynamisch stabileren hexagonalen α -Phase, die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich betrachtet werden wird. Aufgrund ihrer großen direkten Bandlücken (Tab. 1) sind die Gruppe-III-Nitride für optoelektronische Anwendungen wie Photodetektoren, lichtemittierende Dioden (LED) und Laserdioden (LD) vom roten Spektralbereich bei Verwendung von InN bis ins nahe Ultraviolett bei Verwendung von AlN prädestiniert. Außerdem weisen insbesondere GaN und AlN im Vergleich zu bisher für elektronische Bauelemente verwendete Halbleitermaterialien (Si, GaAs) deutlich höhere Durchbruchspannungen, bessere thermische Leitfähigkeiten und höhere Sättigungsgeschwindigkeiten der Elektronen auf (Tab. 1). Hinzu kommt noch die hohe thermische Stabilität der Nitride (Tab. 1). Dadurch ergeben sich für die Gruppe-III-Nitride mögliche Applikationen auch in der Leistungs- und Hochfrequenzelektronik sowie der Hochtemperaturelektronik. Schwierigkeiten bei der Herstellung der genannten Bauelemente liegen insbesondere in der p-Dotierung, die für bipolare Bauelemente zwingend erforderlich ist, und in der nach wie vor nicht ausgereiften Technologie, deren Folge im allgemeinen immer noch sehr defektreiche Nitridschichten sind.

Material	E_g [eV]	E_D [10^6 V/cm]	λ [W/cmK]	v_{sat} [10^7 cm/s]	T_s [°C]	T_z [°C]
Si	1,1	0,3	1,5	1,0	1415	
GaAs	1,4	0,4	0,5	2,0	1238	
α -AlN	6,19	11,7	2,5	2,0	3000	1040
α -GaN	3,45	3,3	1,3	3,0	1700	850
α -InN	1,89	1,0	0,54	2,5	1100	630

Tab. 1 Physikalische Eigenschaften von Halbleitern

Juza und Hahn gelang erstmals vor mehr als 60 Jahren die Synthese von GaN, indem sie Ammoniak (NH_3) über heißes Gallium (Ga) leiteten [1]. Mit dieser Methode erreichten sie die Herstellung kleiner Stückchen, die sie hinsichtlich der Kristallstruk-

tur und Gitterkonstanten untersuchten. Etwa 10 Jahre später wurden von Grimmeis und Koelmans [2] mit dem gleichen Verfahren GaN-Kristalle hergestellt, um daran Photolumineszenzmessungen (PL) durchzuführen. Ein weiteres Jahrzehnt später wurde von Maruska und Tietjen [3] erstmals mit Hilfe der chemischen Dampfphasenepitaxie (chemical vapor deposition, CVD) GaN großflächig auf Saphirsubstraten abgeschieden. Das so hergestellte GaN wies eine ungewollte n-Dotierung in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf, die auf Stickstoffvakanz zurückgeführt wurde. Erst später wurde auch die Verunreinigung von GaN mit Sauerstoff mit der hohen Hintergrunddotierung in Verbindung gebracht [4]. Im Jahre 1972 wurde von Pankove et al. [5] mittels Elektrolumineszenzmessungen an einer LED auf Basis von GaN erstmals eine Emission im blauen Spektralbereich nachgewiesen. Die aktive Schicht der MISLED (metal insulator semiconductor LED) wurde zur Kompensation der Hintergrunddotierung mit Zink (Zn) dotiert. Über die Zn-Konzentration konnte ferner der Spektralbereich der Emission von blau bis rot variiert werden [6]. Ein wesentlicher Nachteil des damals herstellbaren Galliumnitrids war die fehlende Möglichkeit der p-Dotierung aufgrund der hohen Konzentration an freien Elektronen in nominell undotiertem Material. Erst 1988 konnte von Amano et al. [7] die p-Dotierung mit Magnesium (Mg) als Akzeptor in GaN nachgewiesen werden. Die Schichten wurden mit metallorganischer Gasphasenepitaxie (metalorganic chemical vapor deposition, MOCVD) hergestellt. Die Aktivierung des Mg-Akzeptors wurde über eine Behandlung der Proben mit einem niederenergetischen Elektronenstrahl (low energy electron beam irradiation, LEEBI) erreicht. Diese Entwicklung war der Startschuß zu umfangreichen Forschungen an dem Materialsystem der Gruppe-III-Nitride, wobei insbesondere die Arbeiten von Nakamura zu erwähnen sind. Die ersten kommerziell erhältlichen blauen LEDs mit hoher Leuchtkraft sind von Nakamura et al. [8] entwickelt worden. Auch der erste elektrisch gepumpte blaue Halbleiterlaser wurde im Dezember 1995 von dieser Gruppe vorgestellt [9].

Die Entwicklung von Transistoren für die Leistungs- und Hochfrequenzelektronik sowie die Hochtemperaturelektronik wird seit Mitte der Neunziger Jahre verstärkt vorangetrieben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Herstellung von MODFETs (modulation doped field effect transistor) bzw. HEMTs (high electron mobility transistor), die sich durch hohe Elektronenbeweglichkeiten bei gleichzeitig hohen Ladungsträgerdichten auszeichnen. Die Realisierung der genannten Transistoren wird von einer weiteren herausragenden Eigenschaft der hexagonalen Nitride begünstigt. Aufgrund

einer fehlenden Symmetrieebene senkrecht zur Wachstumsrichtung zeigen die hexagonalen Gruppe-III-Nitride pyro- und piezoelektrisches Verhalten. Hierbei sind die piezoelektrischen Konstanten bis zu zehnmal größer als die von AlGaAs und GaAs, wodurch die piezoelektrische Polarisation und die damit verbundene Auswirkung auf die Eigenschaften elektronischer Bauelemente erheblich größer ausfällt als bei klassischen III-V-Halbleitermaterialien. Außerdem weisen die hexagonalen Nitride als Folge der stark ionischen Stickstoff-Metall-Bindung bereits ohne Verspannung eine stark ausgeprägte spontane Polarisation auf, die im Falle von AlN nur etwa drei bis fünf mal schwächer ist als die ferroelektrischer Perovskite. Dank dieser Polarisierungseffekte bilden sich an AlGaN/GaN-Heteroübergängen große Grenzflächenladungen aus. Die daraus gegenläufig zur Polarisation resultierenden starken elektrischen Felder können zur Ausbildung zweidimensionaler Elektronengase führen (two-dimensional electron gas, 2DEG). Die Dichte an freien Ladungsträgern am Heteroübergang kann dabei so groß ausfallen, dass auf eine Modulationsdotierung des AlGaNs verzichtet werden kann. Um diesen Umstand zu verdeutlichen, wird dieser Transistortyp im Rahmen dieser Arbeit konsequent als HEMT bezeichnet.

Die Qualität von Leistungs- und Hochfrequenztransistoren auf Basis von AlGaN/GaN-Heteroübergängen hängt wesentlich von den Schichteigenschaften ab. Aufgrund der starken polarisationsinduzierten elektrischen Felder rückt der Schwerpunkt der Ladungsträgerverteilung bei HEMTs sehr nah an die Grenzfläche heran. Um die Streuung an Grenzflächen und die damit verbundene Reduzierung der Elektronenbeweglichkeit gering zu halten, sind atomar glatte und scharfe Heteroübergänge für die Qualität von HEMTs von großer Bedeutung. Das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) ermöglicht dank der exakten Steuerbarkeit der Materialflüsse die Abscheidung sehr scharfer Heteroübergänge. Außerdem zeichnet sich die MBE durch eine extrem hohe Reinheit des Abscheidungsverfahrens aus. Des Weiteren ist zu beachten, dass eine erhöhte Dichte an Versetzungen im Halbleitermaterial zu einer verstärkten Streuung der Ladungsträger führt und somit bei HEMTs mit hohen Elektronenkonzentrationen die Elektronenbeweglichkeit herabsetzt. Im Hinblick auf die Versetzungsdichte konnten insbesondere im Vergleich zu MOCVD-Material mit dem MBE-Verfahren noch keine optimalen Eigenschaften erreicht werden.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, durch Einbringen von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten die strukturellen und elektronischen Eigenschaften mittels MBE herge-

stellter GaN-Basisschichten mit Ga- und N-Polarität zu verbessern. Mit Hilfe von HEMTs, die auf den genannten Basisschichten hergestellt worden sind, soll die Wirkung anhand einer Applikation gezeigt werden. Das Zustandekommen von zweidimensionalen Elektronengasen aufgrund der spontanen und piezoelektrischen Polarisation in den AlGaN/GaN-Heterostrukturen ist für den Aufbau von HEMTs von großer Bedeutung. Die Grundlagen der Polarisation werden in Kapitel 2 behandelt. Im anschließenden Abschnitt werden die für die epitaktische Abscheidung von Gruppe-III-Nitriden benutzten Depositionsverfahren und -techniken vorgestellt. Darauf aufbauend wird in Kapitel 4 die für diese Studie entwickelte Prozessfolge zum Einbringen der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten dargelegt. Dabei werden Fragestellungen zum Wachstumsmechanismus mit dem oberflächensensitiven RHEED-Verfahren (Reflection High Energy Electron Diffraction) analysiert. Die Ergebnisse der Charakterisierung der epitaktischen Schichten werden in Kapitel 5 diskutiert. Die Oberflächenmorphologie der hergestellten Schichten wird mit der Kraftmikroskopie (atomic force microscopy, AFM) untersucht. Zur Qualifizierung der strukturellen Eigenschaften werden die Röntgendiffraktometrie (X-ray diffraction, XRD) und die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) eingesetzt. Die elektronische Charakterisierung wird mittels Hallmessungen in der Van-der-Pauw-Geometrie und Kapazitäts-Spannungsmessungen (CV) vorgenommen. In Kapitel 6 werden der prinzipielle Aufbau und die Eigenschaften von AlGaN/GaN-Heterostruktur-Transistoren kurz vorgestellt. Zur Demonstration der Auswirkungen der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten auf das 2DEG werden AlGaN/GaN-HEMTs hergestellt und charakterisiert (Kapitel 7).

2 Polarisierung hexagonaler Nitride

Die Erforschung von Polarisierungseffekten bei den Gruppe-III-Nitriden hat wesentlich dazu beigetragen die Ausnahmestellung der Nitride auf dem Gebiet der III-V-Halbleiter zu klären. So konnte unter anderem die Rotverschiebung der beobachteten Lumineszenz von InGaN-Quanten-Wannen erklärt werden. Hierbei kommt es durch die starke spontane Polarisierung zu einer räumlichen Trennung der Wellenfunktionen für Elektronen und Löcher, wodurch der Überlapp dieser Wellenfunktionen kleiner wird und gleichzeitig die Bandlücke scheinbar verringert wird [10]. Bei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen ermöglichen die spontane und piezoelektrische Polarisierung die Ausbildung von zweidimensionalen Elektronengasen an den Heteroübergängen. Dabei sind bei Raumtemperatur Ladungsträgerflächendichten n_s im Bereich von $1 - 2 * 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei Elektronenbeweglichkeiten $> 1000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ auch ohne Modulationsdotierung der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Barriere zu erreichen [11]. Damit wird die Herstellung von HEMTs im Vergleich zum GaAs-System bei gleichzeitig verbesserten Transistor-eigenschaften vereinfacht. Um der herausragenden Bedeutung der Polarisierung bei den Gruppe-III-Nitriden gerecht zu werden, sollen im folgenden die Polarität sowie die spontane und piezoelektrische Polarisierung vorgestellt werden. Außerdem wird auf die Effekte bei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen gesondert eingegangen.

2.1 Polarität und Spontane Polarisierung hexagonaler Gruppe-III-Nitride

Die Gruppe-III-Nitride im System InN-GaN-AlN in der hexagonalen Modifikation besitzen polaren Charakter. Die Stickstoff-Metallbindung im hexagonalen Gitter wird vereinbarungsgemäß als $[000\bar{1}]$ -Richtung festgelegt. In Abhängigkeit der Richtung der Stickstoff-Metallbindung in Bezug auf die Wachstumsrichtung des Kristalls bilden sich zwei unterschiedliche Polaritäten aus. Dabei bedeutet die Bezeichnung Ga-polar, dass die Schichtoberfläche senkrecht zur $[000\bar{1}]$ -Richtung ausgerichtet ist und die Stickstoff-Metallbindung zum Substrat zeigt. Bei umgekehrter Lage der genannten Bindung handelt es sich um N-polare Schichten (Abb. 1).

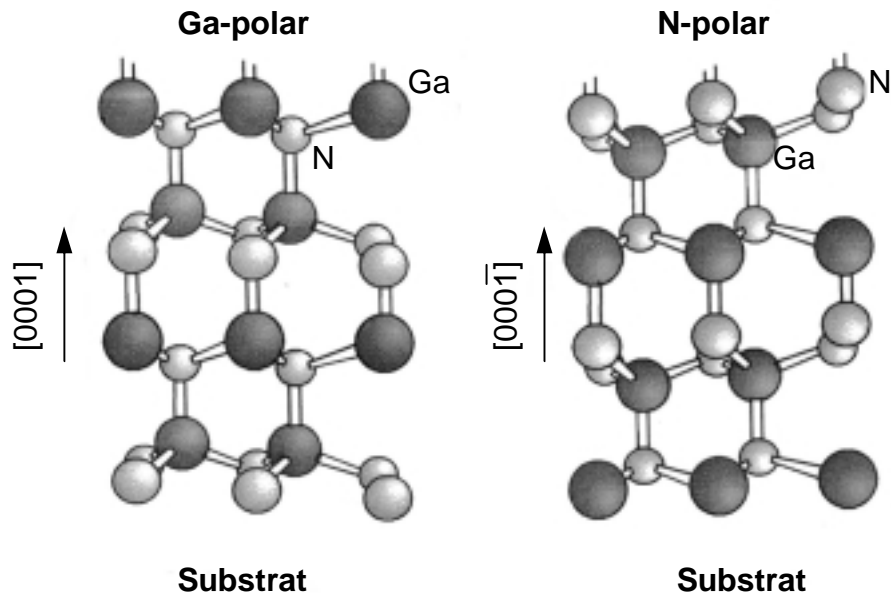


Abb. 1 Polarität von hexagonalem GaN gewachsen auf Saphir

Die Ga-Polarität stellt sich beim Wachstum von GaN auf (0001) Saphir mit MOCVD-Methoden stets ein und wird daher auch als der „normale“ Fall bezeichnet [12]. Beim Wachstum mit MBE-Verfahren hingegen muss je nach benutztem Verfahren zur Bereitstellung der Stickstoffatome unterschieden werden welche Polarität sich einstellt. Wird bei der MBE mit Ammoniak gearbeitet, der an der heißen Substratoberfläche ein Stickstoffatom abspaltet, so können Ga-polare Schichten abgeschieden werden [13]. Bei der Verwendung von RF-Plasmaquellen zur Erzeugung von reaktivem Stickstoff hängt die Polarität der gewachsenen Schichten von der Wahl der Pufferschicht ab. Wird vor dem Wachstum der GaN-Basissschicht ein hinreichend dicker AlN-Puffer deponiert, so wird ebenfalls Ga-polares Wachstum erreicht. Kommt bei der Abscheidung allerdings ein GaN-Puffer zum Einsatz oder wird vollständig auf den Einsatz eines Puffers verzichtet, so wird sich N-polares Wachstum einstellen [14, 15]. Dieser Fall wird auch als „invers“ bezeichnet, weil er im Gegensatz zu dem „normal“ bei der MOCVD vorherrschenden Gegebenheiten steht. Ist die gewählte Dicke der AlN-Pufferschicht zu gering (< 4 nm), kann es zur Ausbildung einer Mischpolarität kommen [12]. Abb. 2 fasst die genannten Möglichkeiten zur Herstellung von GaN mit unterschiedlichen Polaritäten bei Verwendung von (0001) Saphirsubstraten zusammen.

Zur Bestimmung der Polarität der abgeschiedenen Schichten bieten sich unterschiedliche Verfahren an. Hier ist zum einen das naßchemische Anätzen der Probe

zu nennen, das auf Seelmann-Eggebert zurückgeht [16]. Auf der anderen Seite kann mit Hilfe von Rekonstruktionen im RHEED auf die Polarität der abgeschiedenen abgekühlten Schichten geschlossen werden [17]. Das letztgenannte Verfahren zeichnet sich durch seine Zerstörungsfreiheit aus, ist aber im allgemeinen nur bei MBE-Wachstum anwendbar, da ein RHEED-System nur bei Drücken $< 10^{-5}$ Torr zum Einsatz kommen kann.

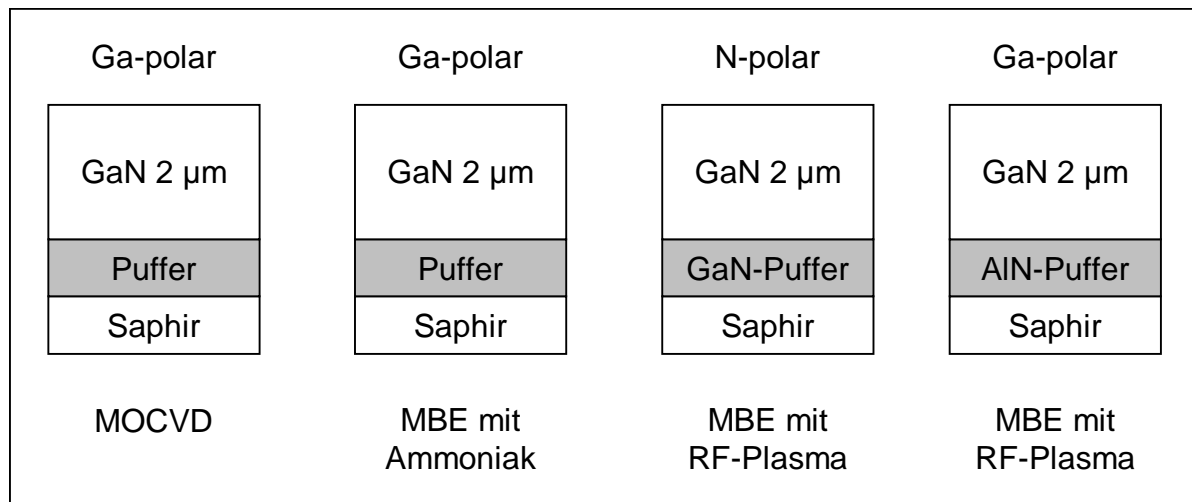


Abb. 2 Polarität von hexagonalem GaN gewachsen auf Saphir in Abhängigkeit vom Herstellverfahren

Die Polarisierung der Gruppe-III-Nitride resultiert aus der fehlenden Inversionsgeometrie des Wurtzitgitters in Verbindung mit dem stark ionischen Charakter der Stickstoff-Metallbindung. Aufgrund der großen Differenzen der Elektronegativitäten von Stickstoff im Vergleich zu Indium, Gallium und Aluminium besitzen die Elektronen eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Nähe des Stickstoffatoms. Dadurch kommt es zur Ausbildung von einzelnen Dipolmomenten bei jeder Stickstoff-Metallbindung. Im idealen Wurtzitgitter ist jedes Atom von vier nächsten Nachbarn umgeben und diese fünf Atome spannen einen Tetraeder auf. Im Idealfall beträgt das c_0/a_0 -Verhältnis der Gitterkonstanten 1,633 und die Wirkung der vier Dipolmomente wird kompensiert [18]. Allerdings weisen die Einheitszellen von unverspannten hexagonalen Gruppe-III-Nitriden durchweg geringere c_0/a_0 -Verhältnisse auf (Tab. 2), das heißt die c_0 -Gitterkonstanten sind kleiner und die a_0 -Gitterkonstanten größer als im idealen Wurtzitgitter. Eine der vier Bindungen liegt nun beim Wachstum auf einem hexagonalen Substrat parallel zur Wachstumsrichtung, während die anderen drei die

Material	c_0 [nm]	a_0 [nm]	c_0/a_0
AlN	0,4982	0,3112	1,601
GaN	0,5185	0,3189	1,626
InN	0,5705	0,354	1,612
ideal			1,633

Tab. 2 Gitterkonstanten von unverspannten hexagonalen Gruppe-III-Nitriden

Basalfläche aufspannen. Dadurch heben sich im unverspannten Kristallgitter die Restdipolmomente in der Basalfläche auf und es bleibt nur ein Dipolmoment senkrecht zur Kristalloberfläche erhalten. Dieser Effekt wird mit spontaner oder pyroelektrischer Polarisation bezeichnet. Die resultierende spontane Polarisation weist sowohl für Ga-polare als auch N-polare Schichten stets in $[0001]$ -Richtung [19]. Die Stärke der spontanen Polarisation übertrifft die der Arsenide (GaAs, AlGaAs, InGaAs) bei weitem und kommt im Fall von AlN der der ferroelektrischen Perovskite sehr nahe. Werte für die spontane Polarisation sind in Tab. 3 aufgelistet, wobei das negative Vorzeichen für Nitridschichten mit (0001) -Oberflächen gilt. Die Gruppe-III-Nitride weisen durchweg eine negative spontane Polarisation auf, wobei die Stärke von der Höhe der Nichtidealität der c_0/a_0 -Verhältnisse abhängig ist.

	AlN	GaN	InN
P_{SP} [C/m^2]	-0,081	-0,029	-0,032
e_{33} [C/m^2]	1,46	0,73	0,97
e_{31} [C/m^2]	-0,60	-0,49	-0,57
e_{15} [C/m^2]	-0,48	-0,33	-
C_{13} [GPa]	108	103	92
C_{33} [GPa]	373	405	224
$e_{31}-e_{33}C_{13}/C_{33}$ [C/m^2]	-1,023	-0,676	-0,968

Tab. 3 Theoretische Werte für die spontane Polarisation, die piezoelektrischen und elastischen Konstanten hexagonaler Gruppe-III-Nitride

2.2 Piezoelektrische Polarisation hexagonaler Gruppe-III-Nitride

Zusätzlich zu der spontanen Polarisation existiert in verspannten Nitrid-Schichten eine piezoelektrische Polarisation. Durch die Verspannung des Kristallgitters werden die Gitterkonstanten verändert und damit wird auch das Dipolmoment in seiner Größe beeinflusst. Je nach Art der Verspannung, tensil oder kompressiv, kann es hierbei zu einer Verstärkung oder Abschwächung der spontanen Polarisation kommen. Die Gesamtpolarisation ergibt sich aus der Überlagerung der spontanen (P_{SP}) und piezoelektrischen Polarisation (P_{PE}) zu

$$P = P_{SP} + P_{PE} . \quad (1)$$

Bei Kenntnis der Verspannung und des piezoelektrischen Tensors lässt sich die piezoelektrische Polarisation bestimmen. Aufgrund der Symmetrie des Wurtzitgitters sind nur drei Komponenten des Tensors voneinander unabhängig. Mit den piezoelektrischen Konstanten e_{33} und e_{31} (Tab. 3) folgt

$$P_{PE} = e_{33} \varepsilon_z + e_{31} (\varepsilon_x + \varepsilon_y) . \quad (2)$$

Hierbei ist ε_z die Verspannung entlang der c-Achse des Wurtzitgitters und ε_x und ε_y sind die isotropen Verspannungen in der Basalfläche, wobei

$$\varepsilon_z = \frac{(c - c_0)}{c_0} \quad \text{und} \quad (3)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{(a - a_0)}{a_0} \quad (4)$$

gilt. Dabei sind c und a die Gitterkonstanten der verspannten und c_0 und a_0 die der relaxierten Schicht. Die dritte unabhängige Komponente des piezoelektrischen Tensors e_{15} (Tab. 3) ist für die Berücksichtigung von Scherspannungen erforderlich, die hier aber nicht von Bedeutung sind [11]. Die Gitterkonstanten von hexagonalem GaN sind über

$$\frac{(c - c_0)}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{(a - a_0)}{a_0} \quad (5)$$

miteinander verknüpft, wobei C_{13} und C_{33} (Tab. 3) elastische Konstanten sind. Mit (2) bis (5) ergibt sich für die piezoelektrische Polarisierung in Richtung der c-Achse

$$P_{PE} = 2 \frac{(a - a_0)}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right). \quad (6)$$

Für den hinteren Faktor in (6) erhält man für AlN, GaN und InN stets negative Werte (Tab. 3). Damit bestimmt die Art der Verspannung ($a - a_0$) das Vorzeichen der piezoelektrischen Polarisierung, wobei auch hier von (0001)-Oberflächen ausgegangen werden muss. Bei tensil verspannten Schichten ist $a > a_0$ und somit $P_{PE} < 0$, das heißt spontane und piezoelektrische Polarisierung verstärken sich. Für kompressiv verspannte Schichten ist hingegen $a < a_0$ und somit $P_{PE} > 0$, wodurch sich die beiden Komponenten der Polarisierung gegenseitig abschwächen.

Zur Bestimmung der Polarisierung in Mischkristallen müssen die benötigten physikalischen Größen interpoliert werden. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich $Al_xGa_{1-x}N$ -Mischkristalle von Bedeutung sind, werden nur die für dieses Mischsystem nötigen Gleichungen angegeben. Die Bestimmung der entsprechenden Größen für $In_xGa_{1-x}N$ -Mischkristalle lässt sich analog durchführen.

Entsprechend der Vegard'schen Regel werden sämtliche physikalische Größen in Abhängigkeit vom Al-Gehalt x mittels linearer Interpolation ermittelt [11]. Damit ergibt sich im $Al_xGa_{1-x}N$ -System für die a-Gitterkonstante

$$a(x) = (-0,077 x + 3,189) 10^{-10} \text{ m}. \quad (7)$$

Für die elastischen Konstanten C_{13} und C_{33} gilt

$$C_{13}(x) = (5 x + 103) \text{ GPa}, \quad (8)$$

$$C_{33}(x) = (-32 x + 405) \text{ GPa}. \quad (9)$$

Die piezoelektrischen Konstanten e_{31} und e_{33} lassen sich mit

$$e_{31}(x) = (-0,11 x - 0,49) \frac{C}{m^2} \quad \text{und} \quad (10)$$

$$e_{33}(x) = (0,73x + 0,73) \frac{C}{m^2} \quad (11)$$

bestimmen. Die spontane Polarisation errechnet sich zu

$$P_{SP}(x) = (-0,052x - 0,029) \frac{C}{m^2}. \quad (12)$$

2.3 Polarisation bei $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ -Heterostrukturen

Die Polarisationseffekte können insbesondere für die Herstellung von Transistoren mit hoher Elektronenbeweglichkeit (HEMTs) ausgenutzt werden. Hierzu wird eine dünne AlGaN-Barriere auf relaxiertem GaN abgeschieden, wodurch es an dem Heteroübergang zu einem abrupten Sprung in der spontanen Polarisation kommt. Wird bei der Abscheidung der Barriere die kritische Schichtdicke nicht überschritten, so handelt es sich um pseudomorphes Wachstum und die AlGaN-Schicht nimmt die a_0 -Gitterkonstante des darunterliegenden GaNs an. Da die a_0 -Gitterkonstante von AlGaN kleiner ist als die von GaN, resultiert daraus eine tensile Verspannung der AlGaN-Schicht. Dadurch wird die in der Barriere auftretende piezoelektrische Polarisation die spontane verstärken, und der Sprung der Polarisation an dem Heteroübergang wird vergrößert. Aufgrund des Polarisationssprunges bilden sich an der Grenzfläche in Abhängigkeit von der Polarität der abgeschiedenen Schichten positive oder negative Grenzflächenladungen σ aus. Der Betrag der Grenzflächenladungsdichte lässt sich über

$$|\sigma(x)| = |P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{SP}(GaN)| \quad (13)$$

bestimmen. Mit den Gleichungen (6) und (12) folgt daraus

$$|\sigma(x)| = \left| 2 \frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \left(e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right) + P_{SP}(x) + P_{SP}(0) \right|. \quad (14)$$

Abb. 3 zeigt den Verlauf von $|\sigma/e|$ in Abhängigkeit vom Al-Gehalt der Barriere. Zusätzlich sind die Anteile der spontanen und piezoelektrischen Polarisation separat mit dargestellt, um zu verdeutlichen, dass beide einen etwa gleich großen Beitrag zur gesamten Grenzflächenladungsträgerdichte liefern. Die Grenzflächenladungen kön-

nen durch freie Ladungsträger kompensiert werden und zur Ausbildung von zweidimensionalen Elektronen- bzw. Löchergasen führen. Im Falle von positiven Grenzflächenladungen müssen hierzu durch die starken induzierten internen elektrischen Felder die Bänder so stark verbogen werden, dass im Leitungsband ein Dreieckspotentialtopf unter dem Fermi-niveau des Halbleiters existiert. Bei der Kompensation von negativen Grenzflächenladungen muss das Fermi-niveau entsprechend nah an die Valenzbandkante heranreichen.

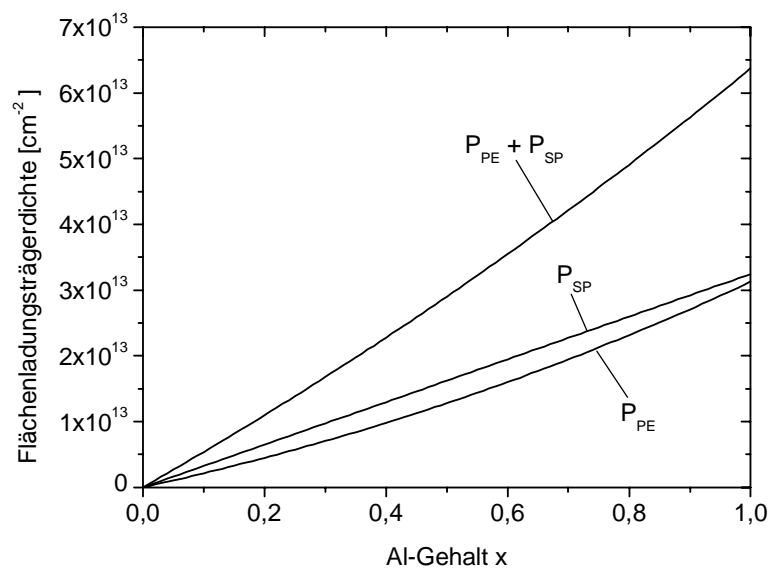


Abb. 3 Berechnete Flächenladungsträgerdichte hervorgerufen durch spontane und piezoelektrische Polarisation

Von größerem Interesse bezüglich der Realisierung von HEMTs ist die Bildung von 2DEGs. Bei der folgenden genaueren Betrachtung der Polarisationserscheinungen am Beispiel einer tensil verspannten AlGaIn-Schicht zwischen zwei relaxierten GaN-Schichten wird daher nur die Lage des 2DEGs mit angegeben und die des Löchergases nicht berücksichtigt. Als Substrat wird hier (0001)-Saphir zu Grunde gelegt.

Zunächst sollen die Verhältnisse bei Ga-polaren Schichten dargelegt werden (Abb. 4a). In diesem Fall weisen die [0001]-Richtung der aufgetragenen Nitridschichten und des Saphir-Substrates in die Richtung der Oberfläche. Die Polarisation ist somit von der Schichtoberfläche zum Substrat gerichtet. Sie setzt sich wie oben beschrieben aus spontaner und piezoelektrischer Polarisation zusammen. Durch die Polarisation wird ein internes elektrisches Feld gebildet, dessen Richtung gegenläufig zur Polarisation ist. Daher kommt es an der unteren GaN/AlGaIn-Grenzschicht zur Ausbildung

einer positiven Grenzflächenladung, die dann von Elektronen kompensiert werden kann und zu einem zweidimensionalen Elektronengas führen kann. Dabei befindet sich das mögliche 2DEG aufgrund der Bandverbiegungen im GaN. Die Elektronen für die Kompensation werden im wesentlichen nicht aus der GaN-Schicht selbst stammen, da auch bei hochohmigen, das heißt schwach dotiertem, Material eine hohe Ladungsträgerdichte im 2DEG zu beobachten ist. Der Großteil der Ladungsträger wird vielmehr aus Oberflächengrenzzuständen zur Verfügung gestellt [20]. Am oberen AlGaIn/GaN-Heteroübergang entsteht eine negative Grenzflächenladung, die von Löchern kompensiert werden kann. In der Regel aber müsste eine p-Dotierung vorliegen, um diese Kompensation einleiten zu können.

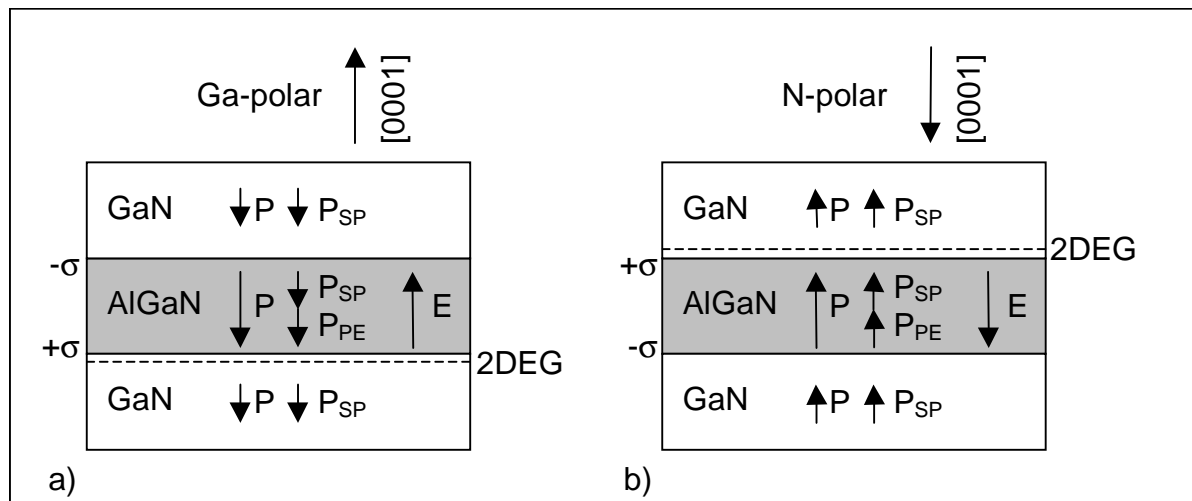


Abb. 4 Polarisationsverhältnisse und Lage des 2DEGs bei unterschiedlicher Polarität des hexagonalen GaNs

Bei N-polaren Nitridschichten sind die Verhältnisse genau umgekehrt. Hier zeigt die Polarisation in Richtung Oberfläche, und die positive Grenzflächenladung ist in Folge des internen elektrischen Feldes am oberen AlGaIn/GaN-Heteroübergang zu finden (Abb. 4b). Somit ist in diesem Fall die Ausbildung eine 2DEGs nur oberhalb der AlGaIn-Schicht möglich. Mit Hilfe von CV-Messungen ist daher die Bestimmung der Polarität der Nitridschichten möglich, da diese die räumliche Lage des zweidimensionalen Elektronengases bestimmt. Bei Kenntnis der abgeschiedenen Schichtdicken lässt sich mit den CV-Messungen ermitteln, ob sich das 2DEG ober- oder unterhalb der AlGaIn-Schicht befindet.

Die vorgestellten Heterostrukturen lassen sich in relativ einfacher Weise zu HEMTsprozessieren, die ohne jegliche Dotierung auskommen (Kap. 6). Hierzu müssen auf

die Oberfläche lediglich ohmsche Kontakte zum Anschließen des 2DEGs als leitenden Kanal aufgebracht werden. Die Steuerung des Kanals wird mit Hilfe eines Schottky-Gates vorgenommen, das allerdings auf die selbe Oberfläche aufgedampft werden muss. Hiermit ist die Schwierigkeit verbunden, dass ohmsche und Schottky Kontakte hoher Qualität unterschiedliche Anforderungen hinsichtlich der Dotierung des Halbleitermaterials stellen. Während ein guter ohmscher Kontakt eine hohe oberflächennahe Ladungsträgerdichte erfordert, sind für Schottky Kontakte hoher Güte niedrige Dotierstoffkonzentrationen wünschenswert, um eine hohe Schottky-Barriere zu gewährleisten. Daher muss bei der Höhe der Dotierung ein Kompromiss eingegangen werden, wobei die ohmschen Kontakte durch einen Legierungsschritt bei hoher Temperatur verbessert werden können. Auf die Herstellung von HEMTs wird in Kapitel 7.1 eingegangen.

3 Depositionsverfahren und -techniken für hexagonale Nitride

Für die Herstellung hexagonaler Nitride haben sich die metallorganische Dampfphasenepitaxie (MOCVD) und die Molekularstrahlepitaxie (MBE) als die am besten geeigneten Verfahren etabliert. Die wesentlichen Unterschiede der beiden Verfahren sind der Prozessdruck und die Ausgangsstoffe für die Epitaxie der Gruppe-III-Nitride. Bei der MOCVD wird die Deposition der Nitridschichten bei Atmosphärendruck oder knapp darunter durchgeführt, während bei der MBE die Abscheidung bei etwa 10^{-5} Torr stattfindet. Eine direkte Folge der stark unterschiedlichen Arbeitsdrücke sind die verwendeten Substrattemperaturen. Diese liegen bei MOCVD-Verfahren in der Regel oberhalb von 1000 °C , wohingegen bei der Molekularstrahlepitaxie in Abhängigkeit von der verwendeten Stickstoffquelle eine obere Grenze für das Wachstum von GaN durch die Zersetzungstemperatur gegeben ist. Beim Einsatz einer wassergekühlten Plasmaquelle, wie in der vorliegenden Arbeit, liegt die Zersetzungstemperatur von GaN bei den typischen Prozessdrücken von 10^{-5} Torr bei etwa 850 °C [21]. Die entsprechenden maximalen Wachstumstemperaturen für InN und AlN betragen in diesem Fall 630 °C und 1040 °C [21]. Die Ausgangsstoffe für die MOCVD sind metallorganische Flüssigkeiten, in denen das benötigte Metall (Al, Ga, In) an drei Methyl- oder Ethylgruppen gebunden ist. Ammoniak wird als Stickstofflieferant eingesetzt. Bei der MBE werden die Metalle in der Regel aus Feststoffzellen verdampft. Die Verwendung von metallorganischen Vorstufen (MOMBE) ist nicht sehr weit verbreitet. Die Bereitstellung von Stickstoff erfolgt häufig mit Hilfe von Plasmaquellen, die über eine Hochfrequenzeinkopplung von $13,56\text{ MHz}$ die Stickstoffmoleküle aufspalten. Daneben wird von einigen Gruppen auch NH_3 als Stickstoffvorstufe verwendet.

Die Vorteile der MBE gegenüber der MOCVD sind in der Möglichkeit der in-situ Prozesskontrolle (z. B. RHEED) und der höheren Reinheit des Prozesses zu sehen. Außerdem ist eine exakte Einstellung und Reproduzierbarkeit der Prozessparameter gegeben. Dies ist allerdings mit einem hohen technischen Aufwand zur Schaffung der Ultrahochvakuumbedingungen und mit langen Standzeiten nach dem Belüften der Apparatur verbunden. Außerdem handelt es sich bei der MBE in der Regel um einen Einzel-Wafer-Prozess, während bei der MOCVD eine einfache Möglichkeit zum Hochskalieren auf Mehrfach-Wafer-Prozessierung gegeben ist. Die standardmäßig

erreichten Wachstumsraten betragen bei MOCVD-Prozessen etwa 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ und bei MBE-Prozessen etwa 500 nm/h. Daher wird zur Erzeugung von sehr dicken GaN-Schichten, die als Substratmaterial Verwendung finden sollen, auch noch die Gasphasenepitaxie in Wasserstoffatmosphäre (HVPE) betrieben, die Wachstumsraten von einigen 10 $\mu\text{m}/\text{h}$ besitzt [22, 23].

Das mit MOCVD-Verfahren abgeschiedene Material weist im Vergleich zu MBE-Schichten in der Regel bisher noch bessere strukturelle, elektronische und optische Eigenschaften auf. Wird das MBE-Wachstum von Nitridschichten allerdings auf so genannten GaN-Templates durchgeführt, die mittels MOCVD oder HVPE hergestellt wurden, so werden die sehr guten Eigenschaften der Unterlage beibehalten. Bezüglich der elektronischen Eigenschaften wird in der Literatur bereits von besseren Ergebnissen als mit dem reinen MOCVD-Wachstum berichtet [24, 25, 26].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sämtliche Schichten mit der Molekularstrahlepitaxie abgeschieden. In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf die Substratauswahl für die Epitaxie von hexagonalen Nitriden eingegangen, bevor die einzelnen Prozessschritte für die Herstellung der Nitride dargestellt werden. Hierbei wird sowohl das Vorgehen bei der MBE als auch bei der MOCVD dargelegt, da dem letztgenannten Verfahren eine Vorreiterrolle bei der GaN-Prozesstechnologie zukommt und viele Ideen bei der Molekularstrahlepitaxie übernommen worden sind.

3.1 Substrate für die Nitridepitaxie

Der Substratauswahl kommt im Falle der Epitaxie der hexagonalen Gruppe-III-Nitride eine entscheidende Bedeutung zu, da bis heute GaN-Wafer nicht kommerziell zu erhalten sind. Vereinzelt werden so genannte GaN-Templates angeboten, bei denen es sich um mehrere Mikrometer dicke GaN-Schichten auf Saphir handelt, die mittels MOCVD- oder HVPE-Verfahren hergestellt worden sind. Die sehr hohen Kosten dieser GaN-Templates lassen nur eine geringe Verbreitung zu. Daher wird das Wachstum der Gruppe-III-Nitride im allgemeinen heteroepitaktisch auf Fremdsubstraten durchgeführt. Hierbei wurden in den vergangenen Jahren eine Vielzahl von möglichen Substraten (Tab. 4) bezüglich ihrer Tauglichkeit für die Nitridepitaxie untersucht.

Substrat	a ₀ [nm]	b ₀ [nm]	c ₀ [nm]	Δa/a ₀ [10 ⁻⁶ /K]	Δb/b ₀ [10 ⁻⁶ /K]	Δc/c ₀ [10 ⁻⁶ /K]	λ [W/cmK]
Al ₂ O ₃	0,4759	-	1,2991	7,3	-	8,5	0,33
6H-SiC	0,3081	-	1,5117	4,46	-	4,16	4,5
MgAl ₂ O ₄	0,8083	-	-	7,45	-	-	
ZnO	0,3252	-	0,5213	2,9	-	4,75	-
LiGaO ₂	0,5046	0,6379	0,5013	6	9	7	-
LiAlO ₂	0,5169	-	0,6268	15	-	7,1	-
α-AlN	0,3112	-	0,4982	2,2	-	3	2,5
α-GaN	0,3189	-	0,5185	5,59	-	3,17	1,3
α-InN	0,3540	-	0,5705	3	-	4	0,54

Tab. 4 Physikalische Eigenschaften geeigneter Substrate für die Epitaxie hexagonaler Gruppe-III-Nitride und der Gruppe-III-Nitride selbst

Am weitesten verbreitet ist die Verwendung von (0001)-Saphir (auch: c-Saphir) als Substrat für die Epitaxie hexagonaler Gruppe-III-Nitride. Das Material ist in sehr guter kristalliner Qualität in Scheibenform mit Durchmessern von zwei bis drei Zoll zu wirtschaftlichen Preisen zu erhalten. Es besitzt eine hohe thermische und chemische Stabilität und ist damit für die Abscheidung der Nitride bei sehr hohen Wachstumstemperaturen hervorragend geeignet. Nachteilig wirken sich die großen Differenzen der thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\Delta a/a_0$ und $\Delta c/c_0$ zwischen den Nitriden und Saphir sowie die große Gitterfehlpassung auf die Eigenschaften der Gruppe-III-Nitride aus. Letztere ergibt sich für GaN bei Zugrundelegen der kristallographischen Beziehungen zwischen (0001)-Saphir und GaN, $(0001)_{\alpha\text{-GaN}} \parallel (0001)_{\text{Saphir}}$ und $[1000]_{\alpha\text{-GaN}} \parallel [10\bar{1}0]_{\text{Saphir}}$, über

$$f = \frac{a_{\alpha\text{-GaN}} - a_{\text{Saphir}} / \sqrt{3}}{a_{\alpha\text{-GaN}}} \quad (15)$$

zu $f = 13,9\%$, wobei der Faktor $\sqrt{3}$ aus einer Verdrehung der Basalebene des Galliumnitrids um 30° gegenüber der des Saphirs resultiert. Aufgrund der großen Gitterfehlpassung ist ein pseudomorphes Wachstum der Gruppe-III-Nitride auf Saphir ausgeschlossen, und es muss mit einer großen Anzahl von strukturellen Defekten gerechnet werden. Ein großer Teil der Fehlanpassung von $11,8\%$ wird

über den Einbau von eingeschlossenen Versetzungen abgebaut, wodurch nur noch eine Restfehlpassung von 2,1 % im Grenzflächenbereich verbleibt und eine erfolgreiche Epitaxie überhaupt erst möglich wird [27]. Aufgrund der Restfehlpassung wird in epitaktischen Nitridfilmen im allgemeinen eine Versetzungsdichte zwischen 10^9 und 10^{10} cm^{-2} beobachtet. Die hohen Differenzen der thermischen Ausdehnungskoeffizienten führen beim Abkühlen der abgeschiedenen Schichten auf Raumtemperatur zu Verspannungen, wodurch es im Extremfall zur Rissbildung kommen kann. Ein weiterer Nachteil des Saphirs ist seine Isolatoreigenschaft, wodurch es bei elektronischen Bauelementen nicht möglich ist, einen Substratkontakt von der Rückseite her zu nutzen.

Neben dem Saphir wird häufig auch hexagonales Siliziumcarbid des Polytyps 6H (6H-SiC) mit der (0001)-Orientierung für die Nitridepitaxie eingesetzt. SiC weist ebenso wie c-Saphir eine hohe thermische und chemische Stabilität auf und ist inzwischen in sehr guter kristalliner Qualität in bis zu drei Zoll großen Scheiben erhältlich. Die Gitterfehlpassung zu hexagonalem GaN fällt mit 3,5 % deutlich geringer aus als bei Verwendung von Saphir [28]. Beim Wachstumsstart mit AlN-Puffer ergibt sich sogar nur eine Fehlanpassung von 1 %. Außerdem sind die Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\Delta a/a_0$ und $\Delta c/c_0$ ebenfalls erheblich geringer, wodurch in den abgeschiedenen Nitridschichten nach dem Abkühlen ein niedrigerer thermischer Stress zu erwarten ist als beim Einsatz von Saphirsubstraten [29]. Des Weiteren sind sowohl p- als auch n-leitfähige SiC-Substrate zu erhalten, und somit sind hier bei elektronischen Bauelementen Rückseitenkontakte möglich. Zusätzlich besitzt Siliziumcarbid im Vergleich zu Saphir eine höhere Wärmeleitfähigkeit. Damit ist im Hinblick auf Hochleistungsbaulemente auf Basis der Gruppe-III-Nitride mit einer besseren Wärmeableitung zu rechnen. Ein gravierender Nachteil von 6H-SiC ist allerdings der immer noch sehr hohe Beschaffungspreis, weshalb diese Substrate für die GaN-Epitaxie nur selten zum Einsatz kommen. Außerdem ist die Substratpräparation im Falle von SiC sehr viel aufwendiger als bei c-Saphir, da grundsätzlich ein vorhandenes natürliches Oxid mittels eines Ätzschrittes entfernt werden muss und in weiteren Schritten die Rauigkeit der Oberfläche wieder verringert werden muss [30]. Für die Herstellung von optoelektronischen Bauelementen, insbesondere Lasern, wurden hexagonale Nitridschichten auf Spinell (MgAl_2O_4) mit der Orientierung (111) abgeschiedenen [31]. Die Gitterfehlpassung zu GaN fällt im Vergleich zu c-Saphir mit 10,3 % nur etwas niedriger aus. Der wesentliche Vorteil dieses Substratmaterials ist

allerdings in der weniger aufwendigen Herstellung hochreflektierender Facetten für horizontal emittierende Laser zu sehen. Im Gegensatz zu Saphir stimmen bei Spinell und GaN die Spaltebene {111} überein, wodurch die Laserspiegel durch Brechen der fertigen Schichtstruktur auf Spinell zu realisieren sind.

Des Weiteren gibt es in der Literatur Berichte zu Wachstumsversuchen auf verschiedenen Oxidsubstraten, die in Tab. 4 aufgelistet sind. Allerdings konnten hierbei trotz der zum Teil erheblich geringeren Gitterfehlpassungen keine Nitridschichten mit besserer Qualität hergestellt werden. Dies liegt sicherlich zum Teil daran, dass die Anzahl der durchgeführten Studien bei weitem nicht so zahlreich ist wie bei Saphir und Siliziumcarbid. Auf der anderen Seite ist die thermische Stabilität von ZnO, LiGaO₂ und LiAlO₂ nicht ausreichend, und bei den beiden letztgenannten tritt außerdem noch eine Welligkeit der Substratoberfläche auf, die zu einer Degradation der Grenzflächen beim Wachstum der Gruppe-III-Nitride führt.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird in der Regel Saphir als Substratmaterial bei der Nitridepitaxie eingesetzt. Um trotz der erheblichen Gitterfehlpassung und der hohen Differenzen der thermischen Ausdehnungskoeffizienten Schichten mit sehr guten strukturellen, optischen und elektronischen Eigenschaften abscheiden zu können, sind verschiedenen Prozessabläufe und -schritte entwickelt worden. Im folgenden sollen diese für das Wachstum mit MOCVD- und MBE-Methoden vorgestellt werden.

3.2 Nitridierung des Saphirs

Als wesentlich für die Verbesserung der strukturellen, optischen und elektronischen Eigenschaften der Nitridschichten hat sich eine Nitridierung des Saphirsubstrates vor dem Beginn des eigentlichen Schichtwachstums herausgestellt. Unter der Nitridierung versteht man die Umwandlung der obersten Atomlagen des Saphirs von Al₂O₃ zu AlN. Diese Umwandlung wird beim MOCVD-Verfahren ohne weitere Schwierigkeiten bereits nach wenigen Minuten erreicht [32]. Hierzu wird das Saphirsubstrat auf Temperaturen oberhalb von 1000 °C aufgeheizt und Ammoniak als Stickstofflieferant in die Prozesskammer eingeleitet. An der heißen Substratoberfläche zersetzt sich Ammoniak und setzt Stickstoff frei. Aufgrund der günstigeren Bindungsenergie ist ein Austausch der Sauerstoffatome des Saphirs durch Stickstoffatome in den obersten

Atomlagen möglich. Hierbei ist darauf zu achten, die Nitridierungsphase zeitlich nicht zu stark auszudehnen, da es ansonsten zu aufgerauten Oberflächen kommen kann, wodurch die Schichtqualität insgesamt verschlechtert wird [33]. Die vollständige Nitridierung der Saphiroberfläche bei MOCVD-Verfahren ist für die Ausbildung der Ga-Polarität bei den Nitridschichten verantwortlich.

Bei der Molekularstrahlepitaxie ist eine erfolgreiche Nitridierung von der Wahl der Stickstoffquelle abhängig. Wird hierzu Ammoniak verwendet, so ist auch im Falle der MBE eine Umwandlung der obersten Monolagen Al_2O_3 zu AlN in kurzer Zeit zu erreichen [34]. Bei zu langer Nitridierung wird die Substratoberfläche ebenfalls sehr stark aufgeraut, und die Schichtqualität degradiert. Zur Nitridierung bei Verwendung einer Plasmaquelle zur Erzeugung von Stickstoffradikalen liegen sehr unterschiedliche Berichte vor. Von Heinlein et al. konnte bei Nitridierungstemperaturen oberhalb von 450 °C erst nach einigen Stunden eine geschlossene AlN -Schicht festgestellt werden [35]. Widmann et al. hingegen erreichen bei Temperaturen um 200 °C nach 60 bis 90 Minuten eine ausreichende Nitridierung [36]. Über vergleichbare Erfahrungen wurde bisher noch von keiner anderen Forschungsgruppe berichtet. In der Regel wird beim MBE-Wachstum mit Plasmaquellen auf eine vollständige Umwandlung der obersten Monolagen zu AlN verzichtet und nur eine Plasmareinigung der Substratoberfläche vorgenommen. In der unterschiedlichen Stärke der Nitridierung mit NH_3 und Stickstoffradikalen ist ein Grund zur Ausbildung der unterschiedlichen Polaritäten der Nitridschichten zu sehen. Bei Verwendung von Ammoniak kann sich die Ga-Polarität einstellen, während bei der Behandlung der Saphiroberfläche mit Stickstoffradikalen die N-Polarität vorherrscht. Wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, ist allerdings mit Hilfe einer AlN -Pufferschicht auch im letzten Fall die Herstellung von Ga-polaren Schichten möglich.

3.3 Abscheidung von GaN-Basisschichten

Bei der Epitaxie der Gruppe-III-Nitride führt sowohl bei der MOCVD als auch bei der MBE der direkte Wachstumsstart zu dreidimensionalem Wachstum. Aus diesem Grund sind bei der MOCVD einige 10 nm dicke AlN -Pufferschichten eingeführt worden, die bei Substrattemperaturen zwischen 400 °C und 600 °C vor dem Start des eigentlichen Filmwachstums abgeschieden werden [37]. Auch GaN-Pufferschichten,

die im gleichen Temperaturbereich abgeschieden werden, verbessern die Schichtqualität in gleicher Weise [38]. Die Niedertemperatur-Pufferschichten sind von niedriger Kristallqualität und setzen sich aus amorphen Anteilen und feinen Einzelkristalliten zusammen [39]. Diese führen zu einer Herabsetzung der Grenzflächenenergie für den Start des folgenden Schichtwachstums, wodurch im Vergleich zur $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ -Grenzfläche das laterale Wachstum stärker ausgeprägt ist. Ausgehend von ersten dreidimensionalen Nukleationskeimen kann dann die Nitridschicht besser koaleszieren. Bei der MOCVD wird das Zusammenwachsen von Nukleationsinseln zusätzlich durch die hohe Oberflächenbeweglichkeit bei Wachstumstemperaturen oberhalb von 1000 °C begünstigt. Das Ausbilden einer immer noch relativ hohen Dichte von Versetzungen ($10^8\text{ cm}^{-2} - 10^{10}\text{ cm}^{-2}$) ist mit dem Einbringen von Pufferschichten bei niedrigen Temperaturen allerdings nicht zu vermeiden.

Bei der Molekularstrahlepitaxie von GaN ist der von MOCVD-Verfahren bekannte Effekt des lateralen Wachstums nicht so stark ausgeprägt, da im Fall der MBE-Ab-scheidung von GaN die Wachstumstemperatur unterhalb der Zersetzungstemperatur liegen muss. Somit ist die Beweglichkeit der Atome an der Oberfläche eingeschränkt. Damit fällt auch die laterale Wachstumsrate beim Überwachsen der Pufferschicht geringer aus und die erforderliche Schichtdicke bis zur vollständigen Koaleszenz der Nukleationskeime ist deutlich größer. Aus diesem Grund weisen MBE-Schichten mit Niedertemperatur-Pufferschichten bei Hall- und PL-Messungen in der Regel schlechtere elektronische und optische Eigenschaften auf als MOCVD-Schichten. Außerdem ergibt sich im Vergleich zu MBE-GaN ohne Pufferschicht eine Degradation der genannten Eigenschaften, was auf die Verdrehung eines Teils der Kristallite beim Pufferwachstum bei niedriger Temperatur zurückgeführt wird. Dadurch kommt es bei der Koaleszenz zur Bildung von Kleinwinkelkorngrenzen, an denen die Ladungsträger gestreut werden, was eine geringe Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit zur Folge hat [40]. Zusätzlich werden durch die Kleinwinkelkorngrenzen Stufenversetzungen gebildet, die tiefe Defektzustände in der Bandlücke generieren, wodurch Ladungsträger eingefangen werden und nichtstrahlend rekombinieren. Dennoch kann im Hinblick auf die Herstellung von Transistorstrukturen das Einbringen einer AlN-Pufferschicht bei MBE-GaN von entscheidender Wichtigkeit sein. Bisherige Ergebnisse zeigen, dass die besten Strukturen für HEMTs mit MOCVD-Verfahren hergestellt werden können, was auf die Ga-Polarität der Nitridfilme zurückgeführt wird. Die Ga-Polarität von Nitridschichten bei MBE-Verfahren mit Plasmaquellen

zur Generation von aktivem Stickstoff wurde bisher nur bei Verwendung einer AlN-Nukleationsschicht nachgewiesen, die bei hohen Temperaturen abgeschieden wurde [15]. Die Verwendung des Begriffes Nukleationsschicht an Stelle von Pufferschicht soll hier verdeutlichen, dass die Dicke der verwendeten AlN-Schicht weniger als 10 nm beträgt. Neben einer Reduktion der Hintergrundkonzentration an freien Elektronen um zwei bis drei Größenordnungen im Vergleich zu N-polaren Filmen konnte auch die Oberflächenrauigkeit der GaN-Basisschichten im Vergleich zu GaN-Filmen ohne Nukleationsschicht deutlich verbessert werden [41]. Damit ist mit einer erheblich geringeren Rauigkeit im Grenzflächenbereich der Heteroübergänge bei den Transistorstrukturen zu rechnen, woraus eine höhere Elektronenbeweglichkeit im 2DEG resultieren sollte.

Nach der Abscheidung der Nukleations- oder Pufferschichten folgt das Wachstum einer in der Regel etwa 2 μm dicken GaN-Schicht, die als Basis für die komplexen Schichtstrukturen optoelektronischer und elektronischer Bauelemente dienen soll. Hierzu wird nach Beendigung des Wachstums der Pufferschichten die Substrattemperatur mit einer Rampe auf die Epitaxietemperatur der Basisschicht erhöht. Während des Aufheizens werden sämtliche Materialflüsse unterbrochen. Beim Erreichen des Zielwertes kann dann entweder unmittelbar mit dem Abscheiden der GaN-Basisschicht begonnen werden oder für wenige Minuten ein Ausheizen der Pufferschicht stattfinden. Im Falle der MOCVD wird dieser Tempersschritt in der Regel etwa 50 °C oberhalb der Wachstumstemperatur durchgeführt.

In der ersten Phase des Wachstums der Basisschicht findet eine Relaxation über die Bildung von Versetzungen statt, um die verbliebene Restverspannung des Nitridmaterials abzubauen. Verschiedene Untersuchungen zeigen, dass mit fortschreitender Dicke der GaN-Basisschicht die strukturellen, optischen und elektronischen Eigenschaften verbessert werden. Dieses Verhalten wird darauf zurückgeführt, dass nicht parallel verlaufende Versetzungen interagieren und sich gegenseitig auslöschen. Die damit verbundene Reduktion der Versetzungsdichte scheint nach etwa 2 μm abgeschlossen zu sein, da danach keine wesentliche Verbesserung der Schichteigenschaften mehr zu erreichen ist. Im Anschluss an die Abscheidung der GaN-Basisschicht kann mit der Epitaxie der komplexen aktiven Schichtstrukturen für optoelektronische und elektronische Bauelemente (LEDs, Laserdioden, Transistoren) begonnen werden. Eine detaillierte Darstellung an dieser Stelle würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, und daher sei hier nur auf die Literatur verwiesen [42 - 45]. Zum

besseren Verständnis sind in Abb. 5 die vorgestellte Prozessfolge und eine beispielhafte Schichtabfolge dargestellt.

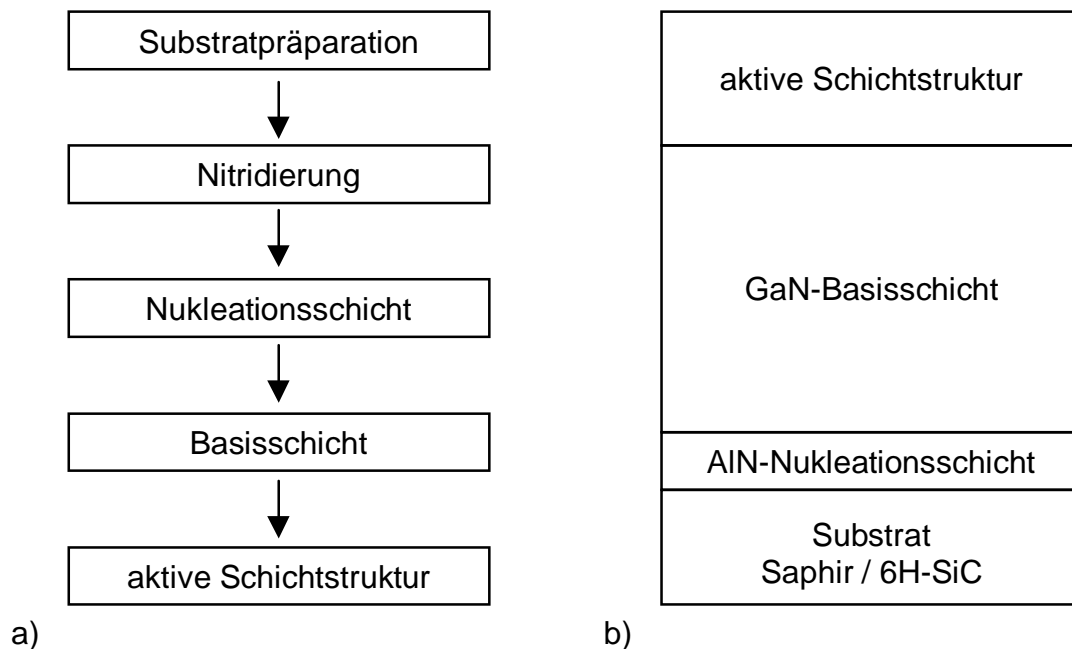


Abb. 5 Prozessfolge (a) und beispielhafte Schichtabfolge (b) bei der Epitaxie von Gruppe-III-Nitriden

Zur weiteren Verbesserung der strukturellen, elektronischen und optischen Eigenschaften der GaN-Basisschichten wurde die Abscheidung von Mehrfach-Pufferschichten und Zwischenschichten bei niedrigen Temperaturen bei der MOCVD der Gruppe-III-Nitride untersucht. Hierbei wurde von Uchida et al. ein Doppelpuffer aus GaN bei niedrigen leicht unterschiedlichen Wachstumstemperaturen vorgeschlagen [46]. Sowohl die kristallinen als auch die optischen Eigenschaften der 0,8 μm dicken abschließenden GaN-Schicht konnten mit diesem Verfahren verbessert werden. Iwaya et al. propagieren das Einfügen einer Niedertemperatur-Zwischenschicht aus AlN oder GaN, entsprechend der Wahl der Niedertemperatur-Pufferschicht, nach etwa der Hälfte einer 2 μm dicken GaN-Schicht [47]. Hierdurch konnte die Dichte von Schraubenversetzungen erheblich reduziert werden. Von Yang et al. wurde diese Idee aufgenommen und auf bis zu vier Niedertemperatur-GaN-Zwischenschichten erweitert, wobei zwischen den Zwischenschichten jeweils mindestens 1 μm GaN abgeschieden wurde [48]. Dadurch konnte die Mosaizität und die Ladungsträgerdichte in Verbindung mit einer höheren Ladungsträgerbeweglichkeit verringert werden.

Auch bei der Molekularstrahlepitaxie mit Ammoniak wurde eine Niedertemperatur-AlN-Zwischenschicht eingesetzt. Mit Hilfe der 20 – 60 nm dicken Zwischenschicht nach 600 – 700 nm GaN-Wachstum konnten die Ladungsträgerbeweglichkeiten der im folgenden abgeschiedenen $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen erhöht werden [49]. Dieses Verhalten wird mit einem verbesserten zweidimensionalem Wachstum nach Einfügen der AlN-Zwischenschicht bei niedrigen Wachstumstemperaturen und der damit verbundenen geringeren Dichte von Punktdefekten und Korngrenzen erklärt. Gemeinsam ist allen eingeschlagenen Wegen der erheblich größere Prozess- und Zeitaufwand, den die damit verbundenen verbesserten Schichteigenschaften nicht immer rechtfertigen. Außerdem besteht das Risiko, dass während der Wachstumsunterbrechungen zum Abkühlen und Aufheizen der Proben an deren Oberfläche eine Kontamination mit Restgasen aus der Prozesskammer erfolgt.

4 Herstellung epitaktischer Schichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten

Das im vorangegangenen Kapitel beschriebene Einbringen von Niedertemperatur-Zwischenschichten während der Epitaxie von Gruppe-III-Nitriden ist immer mit einem erhöhten Prozessaufwand verbunden. Das Abkühlen auf die Wachstumstemperatur der Zwischenschicht und das anschließende Aufheizen zum Fortsetzen der Deposition der Basisschicht verlängern die Prozesszeit erheblich. Dies ist insbesondere bei MBE-Prozessen von Nachteil, da hierbei ohnehin schon ein höherer Zeitaufwand im Vergleich zur MOCVD aufgrund der geringeren Wachstumsraten in Kauf genommen werden muss, um die etwa 2 μm dicken GaN-Basisschichten herzustellen.

Zhang et al. führten bei der MBE mit Ammoniak erstmals eine vergrabene AlGaN-Schicht ein, die bei den hohen Substrattemperaturen der GaN-Basisschicht epitaktisch abgeschieden wurde, um die sehr defektreiche Grenzsicht GaN/Substrat von der Basisschicht zu isolieren [50]. Mit dieser Maßnahme konnte bei Raumtemperatur die Hintergrundkonzentration an freien Elektronen um etwa eine Größenordnung reduziert und die Beweglichkeit der Elektronen gleichzeitig um etwa 30 % gesteigert werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser Ansatz aufgenommen und erstmals Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten während des Wachstums der GaN-Basisschichten eingesetzt, um die strukturellen und elektronischen Eigenschaften der Nitridschichten zu verbessern. Im folgenden wird zunächst der Aufbau der verwendeten plasmaunterstützten MBE (plasma assisted molecular beam epitaxy, PAMBE) skizziert. Die anschließende Darstellung der Prozessfolge zur Herstellung hexagonaler Nitride wird auf die für diese Studie notwendigen Schichten beschränkt. Ausführliche Abhandlungen zur Optimierung der Wachstumsprozesse mit MBE-Verfahren sind in der einschlägigen Literatur zu finden, auf die an dieser Stelle verwiesen sei [51, 52]. Zum Abschluß dieses Kapitels werden die Experimente zum Einbringen von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten sowie die Herstellung von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen vorgestellt.

4.1 Aufbau der plasmaunterstützten MBE-Anlage (PAMBE)

Sämtliche Schichtabscheidungen, die für diese Arbeit relevant sind, wurden mit einer PAMBE-Anlage vorgenommen. Hierbei handelt es sich um ein kommerzielles System vom Typ Riber 32 P mit einem Lademodul, einem Präparationsmodul und einer Prozesskammer. (Abb. 6). Das Pumpsystem des Lademoduls besteht aus einer Membranvorpumpe und einer Turbomolekularpumpe mit einer Pumpleistung von 180 l/s, um ein schnelles Abpumpen nach dem Einbringen neuer Substrate zu ermöglichen. Auch das Grundvakuum des Präparationsmoduls, das mit einer Heizstation ausgerüstet ist, wird mit Hilfe der Pumpenkombination des Lademoduls erzeugt. Im normalen Betriebszustand wird das Vakuum von einer Ionengetterpumpe und einem Titansublimator bei etwa $5 \cdot 10^{-9}$ Torr gehalten und das Lademodul mit einem Plattenventil abgetrennt. Die Prozesskammer wird mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe und einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 1600 l/s abgepumpt. Zum Erreichen des UHV-Basisdruckes von etwa $5 \cdot 10^{-11}$ Torr

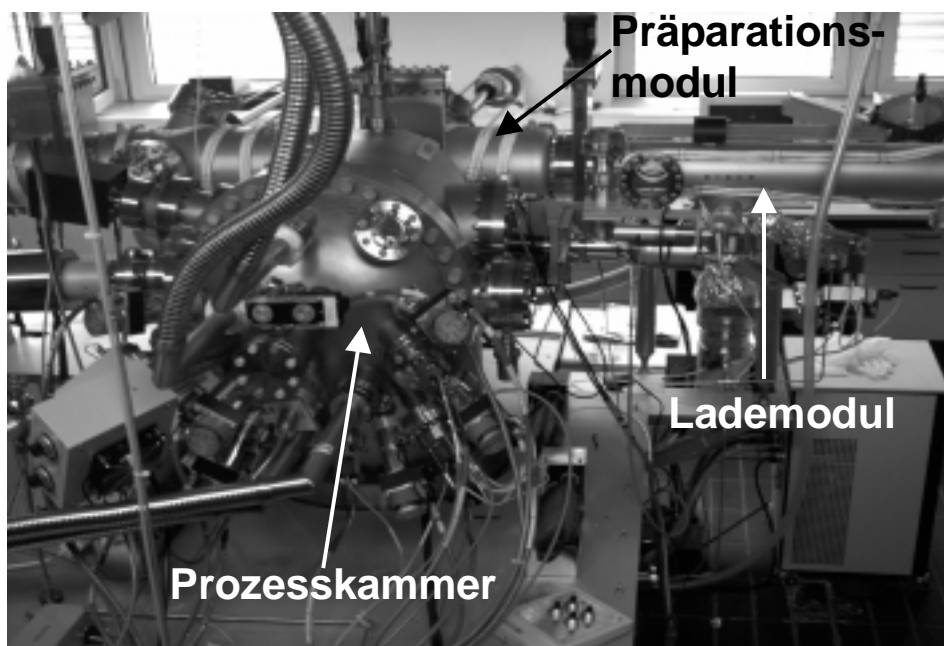


Abb. 6 PAMBE (Riber 32 P) für die Deposition von Gruppe-III-Nitriden

sind zusätzlich eine Ionengetterpumpe und eine Titansublimationspumpe vorgesehen, die während des Prozesses mit Plattenventilen abgetrennt werden können. In diesem Betriebsfall wird mit der Drehschieberpumpe und der Turbomolekularpumpe wegen des hohen Stickstoffflusses ein Arbeitsdruck von

10^{-5} Torr erreicht. Außerdem wird die Prozesskammer mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um vorhandene Restgasbestandteile mit niedrigem Dampfdruck wie H_2O und Mg bei 77 K an den kalten Kammerwänden ausfrieren zu können. Dadurch kann der unerwünschte Verschleppungseffekt der p-Dotierung unterdrückt werden, der durch Desorption des Dotierstoffs Magnesium von heißen Oberflächen während des Prozesses begünstigt würde.

Zur Restgasanalyse ist die Prozesskammer mit einem Quadrupol-Massenspektrometer mit einem Messbereich bis 200 amu und einem Faradaybecher als Detektor ausgerüstet. Die Nachweisempfindlichkeit des Massenspektrometers liegt dabei je nach Gasart bei etwa 10^{-11} Torr im Partialdruck. Bei der Analyse wird entweder der interessierende Messbereich sequentiell dargestellt oder es werden in Form einer frei definierbaren Tabelle nur die interessierenden Bestandteile des Restgases aufgelistet. Auch zur Lecksuche mit Helium wird das Massenspektrometer eingesetzt, wobei dann nur das Heliumsignal aufgezeichnet wird, um eine spontane Reaktion auf ein existierendes Leck sicherzustellen.

Die Kristallstruktur der Oberfläche kann während der Schichtabscheidung mit Hilfe eines RHEED-Systems der Firma Staib überwacht werden. Der maximale Heizstrom für die Kathode beträgt hierbei 1,6 A und die Hochspannung ist auf 30 kV begrenzt. Die Beugungsreflexe werden auf einem vakuumseitig phosphorisiertem Schirm sichtbar gemacht und können mit einer CCD-Kamera aufgenommen werden.

Die Prozesskammer war zur Erzeugung von Stickstoffradikalen ursprünglich mit einer Plasmaquelle von Oxford Applied Research ausgerüstet. Es handelte sich dabei um das Modell CARS 25 (cryogenic cooled atomic radical source). Die maximal einkoppelbare Leistung beträgt 600 W, wobei die reflektierte Leistung 2 bis 3 W nicht übersteigen darf. Ansonsten besteht die Gefahr, dass durch eine zu starke Eigenerwärmung die Parameter der Abstimmungseinheit zu driften beginnen. Dadurch erhöht sich die reflektierte Leistung dann weiter, bis es zum unkontrollierten Ausfall der Plasmaquelle und zum Stillstand des Schichtwachstums kommt. Mit Hilfe einer Hochfrequenzanregung (13,56 MHz) wird in einem Tiegel aus pyrolytischem Bornitrid (pBN) ein Stickstoffplasma gezündet. Durch eine Lochblende mit 37 Öffnungen gelangen angeregte Stickstoffatome und -moleküle sowie Stickstoffionen in den Prozessraum. Die Effektivität der Quelle bezüglich der Ausbeute an Radikalen wird vom Hersteller mit 10 % beziffert. Die Wachstumsrate war in der gegebenen Konfiguration auf maximal 250 nm/h beschränkt. Die Kühlung der CARS 25 erfolgt mit gasförmig-

gem Stickstoff, der aus einem Dewargefäß mit eigenem Druckaufbau mit einer Temperatur von etwa -170 °C bereitgestellt wird. Da die Effektivität dieser Kühlung im Vergleich zu einer Wasserkühlung wesentlich geringer ist, waren über einen Prozesslauf über mehrere Stunden nicht immer konstante Plasmabedingungen zu erreichen. Hinzu kam die Schwierigkeit des nicht konstanten Druckes des Dewargefäßes, woraus Schwankungen im Fluss des kalten Stickstoffes resultierten. Damit ändert sich dann auch die Temperatur des pBN-Tiegels, in dem das Plasma erzeugt wird, woraus sich wiederum veränderte Plasmabedingungen ergeben.

Aufgrund der genannten Nachteile der CARS 25 ist die Prozesskammer inzwischen mit einer Quelle der Firma Addon bestückt worden. Auch bei dieser Quelle beträgt die über Hochfrequenz (13,56 MHz) maximal einkoppelbare Leistung 600 W, wobei je nach Stickstoffeinströmung die reflektierte Leistung bis zu 10 W betragen kann. Der wesentliche Unterschied zur CARS 25 besteht in der Wasserkühlung der HF-Spule, die eine höhere Stabilität der Plasmabedingungen auch bei längeren Prozessen gewährleistet. Der bei der Addon-Quelle eingesetzte Tiegel aus pBN besitzt eine Lochblende mit 149 Öffnungen. Bei Verwendung des gleichen Stickstoffflusses in die Prozesskammer kann hiermit eine Wachstumsrate von etwa 600 nm/h erreicht werden. Die Effektivität der Quelle hinsichtlich der Generation von Stickstoffradikalen kann nur über einen Vergleich der Wachstumsraten beider Quellen bei Ga-reichem Wachstum abgeschätzt werden, da Angaben seitens des Herstellers nicht vorliegen. Außerdem kann eine präzise Analyse vor Ort nicht erfolgen, da das Massenspektrometer nicht direkt in den Teilchenstrahl gebracht werden kann. Aufgrund der mehr als doppelt so hohen Wachstumsrate der Addon-Quelle im Vergleich zur CARS 25 ergibt sich für die genannte Effektivität ein Wert oberhalb von 20 %. Die Einstellung von reproduzierbaren Plasmabedingungen erfolgt über den N_2 -Fluss und die Spannung einer Silizium-Fotodiode, die die Plasmastrahlung detektiert. Die Diodenspannung ist proportional zur Anzahl der generierten Stickstoffradikale bei einem bestimmten Prozessdruck. Damit kann auch während eines längeren Abscheidvorganges über eine Anpassung der eingekoppelten Leistung die Zusammensetzung des Plasmas konstant gehalten werden.

Zur Verdampfung der Gruppe-III-Elemente sowie der Dotierstoffe werden Effusionszellen eingesetzt, die mit pBN-Tiegeln bestückt sind. Bei Aluminium tritt erfahrungsgemäß ein starkes Kriechen des Materials entlang der Seitenwände des Tiegels auf, was zu einer Veränderung der Flusscharakteristik der Zelle führt. Daher wird für die

Verdampfung von Aluminium eine so genannte cold-lip-Effusionszelle eingesetzt, bei der das Filament nur etwa die unteren zwei Drittel des Tiegels beheizt. Gallium und Silizium, das zur n-Dotierung gebraucht wird, werden aus konventionellen hot-lip-Zellen verdampft. Der Magnesiumdampfstrahl zur p-Dotierung wird ebenfalls mit einer Effusionszelle erzeugt, wobei die Möglichkeit zur Nachionisierung besteht. Hierzu werden Elektronen mit einem elektrisch heizbaren Filament generiert und senkrecht zum Mg-Dampfstrahl mit maximal 300 V beschleunigt. Dadurch wird der Teilchenstrahl teilweise ionisiert. Zusätzlich lässt sich der Ionenstrahl mit einer Gleichspannung von maximal 1 kV in Richtung des Substrates beschleunigen, wodurch eine in-situ Ionenimplantation der Nitridschichten möglich ist. Die Temperaturen der Effusionszellen werden mit Thermoelementen vom Typ C (Wolfram/Rhenium, W/Re 5 % / 26 %) gemessen und mit Proportional-Integral-Differential-Reglern E905 der Firma Eurotherm gesteuert. Die Kühlung der Zellen erfolgt über einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kryoschild, wobei die Mg-Quelle konstruktionsbedingt zusätzlich mit Wasser gekühlt wird. Zur Flussunterbrechung sind sämtliche Effusionszellen sowie die Stickstoffplasmaquelle mit elektromechanischen Shuttern ausgerüstet. Ein Hauptschutter ermöglicht im geschlossenen Zustand das Einschwingen der Dampfstrahlen vor Prozessbeginn und das zeitgleiche Unterbrechen aller Materialflüsse während des Prozesses.

Der Probenmanipulator ist für die Aufnahme von Substraten mit einem Durchmesser von maximal drei Zoll geeignet. Diese können in einem Molybdänring mit einem Klemmring befestigt werden, der dann wiederum über eine Art Bajonettverschluss von dem Substrathalter aufgenommen wird. Bei den durchgeführten Experimenten im Rahmen dieser Arbeit wurden allerdings ausschließlich Saphirsubstrate mit zwei Zoll Durchmesser verwendet, die in Viertel zersägt wurden. In diesem Fall stehen zwei Möglichkeiten der Montage der Probenstücke auf Molybdänblöcken zur Verfügung. Zum einen können sie mit Hilfe von Indium auf einen Vollblock geklebt werden. Hierbei besteht allerdings bei längeren Prozessen die Gefahr, dass das Indium zwischen Probenstück und Molybdänblock aufgrund der Einwirkung der radikalen Stickstoffatome verbraucht wird und das Probenstück in die Prozesskammer fällt. Außerdem ist eine relativ hohe Heizleistung notwendig, um das Saphirsubstrat über den Molybdänblock auf die erforderlichen Prozesstemperaturen aufzuheizen. Aus diesem Grund wurden die Probenstücke bei den hier durchgeführten Arbeiten mit einer speziellen Frontplatte auf einem Molybdänblock fixiert (Abb. 7). In dessen Zen-

trum befindet sich ein Loch in der Form der verwendeten Probengeometrie mit geringfügig kleineren Abmessungen als das Probenstück selbst, um eine möglichst geringe Auflagefläche und damit eine relativ homogene Temperaturverteilung auf dem Substrat zu erreichen. Die Substrate konnten somit von der Rückseite her direkt beheizt werden, wobei diese zur besseren Wärmeeinkopplung mit 1 µm dicken Titan-schichten bedampft werden mussten, da Saphir für einen Großteil der Wärmestrahlung im nahen Infrarot transparent ist. Die Heizung des Manipulators besteht aus einer Tantalwendel, die in zwei Platten aus pyrolytischem Bornitrid eingefasst ist, um die Heizwendel vor den aggressiven Stickstoffradikalen zu schützen und somit die Lebensdauer zu erhöhen. Außerdem kann der Probenmanipulator über einen externen Motor in Rotation versetzt werden, um die Homogenität der Schichtabscheidung hinsichtlich Schichtdicke und -zusammensetzung zu verbessern. Ansonsten würde es aufgrund der Anordnung der Quellen in Bezug auf den Substrathalter zu Gradienten bei den genannten Faktoren kommen. Für eine Eichung der Materialflüsse vor Prozessbeginn ist auf der Rückseite des Manipulators eine Druckmessröhre montiert, die direkt in den Dampfstrahl geschwenkt werden kann. Die Bestimmung der Materialflüsse erfolgt über den Druck, der an der Druckmessröhre abgelesen wird und somit dem jeweiligen Dampfstrahl zugeordnet werden kann (BEP, beam equivalent pressure). Des Weiteren muss der Probenmanipulator zum Transfer der Substrate aus dem Präparationsmodul in die Prozesskammer in die Ladeposition gebracht werden.

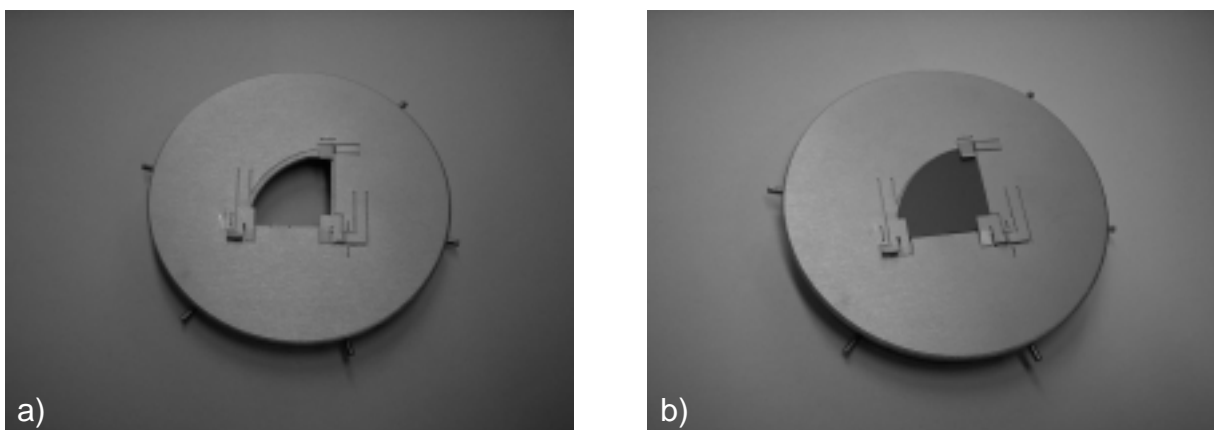


Abb. 7 Mo-Block ohne (a) und mit (b) montiertem Saphir-Substrat

Die Erfassung der Substrattemperatur erfolgt mit einem optischen Pyrometer. Da der für die Deposition als Substrat eingesetzte Saphir für die hierbei verwendete Mess-

wellenlänge von 950 nm transparent ist, wird genau genommen nicht die Oberflächentemperatur des Saphirs gemessen, sondern die Temperatur der Titanrückseitenbedampfung. Daher musste für eine korrekte Temperaturerfassung der richtige Emissionsfaktor κ für Titan ermittelt und an der Auswerteeinheit des Pyrometers eingestellt werden. Zur Bestimmung des Emissionsfaktors wurde ein kaltes Saphirsubstrat so lange mit Gallium bedampft, bis das RHEED-Bild des sauberen Saphirs verschwunden war. Anschließend wurde das Substrat langsam aufgeheizt und sorgfältig auf eine Wiederkehr des RHEED-Bildes geachtet. Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Gallium-Dampfdruckes von der Temperatur konnte mit diesem Verfahren der Emissionsfaktor zu $\kappa = 0,4$ bestimmt werden.

4.2 Substratvorbereitung

Für die Epitaxie der hexagonalen Nitride wurde im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Saphir mit der Orientierung (0001) verwendet. Die Substrate sind in zwei Zoll großen Scheiben kommerziell erhältlich, wobei qualitativ vergleichbare Saphirwafer der Firmen Union Carbide (USA) und Kyocera (Japan) benutzt worden sind. Die Vorderseiten der gelieferten Substrate werden von den jeweiligen Herstellern mit einer entsprechenden Politur und Reinigung für die Epitaxie vorbereitet (epi ready), wohingegen die Rückseiten relativ rau belassen werden.

Die Rückseiten der Saphirsubstrate werden in einer Sputter-Anlage mit 1 μm dicken Titan-Schichten belegt, um die Kontrolle der Prozesstemperatur mit einem optischen Pyrometer zu gewährleisten. Anschließend werden die zwei Zoll großen Scheiben von der Rückseite her in Viertel zersägt. Da sie hierzu auf einer selbstklebenden Folie fixiert werden müssen, erfolgt nach dem Sägen eine Reinigung der Substrate nach folgendem Schema: Zuerst werden die Probenstücke für fünf Minuten in kochendes Aceton getaucht. Anschließend werden sie kurz mit Reinstwasser abgespült und danach für fünf Minuten bei Raumtemperatur in Ammoniaklösung (NH_4OH) behandelt. Die NH_4OH -Rückstände werden ebenfalls sorgfältig mit Reinstwasser entfernt, bevor die Substrate für zehn Minuten in Isopropanol gekocht werden. Nach einer neuerlichen Spülung mit Reinstwasser werden die Saphirstücke mit trockenem Stickstoff abgeblasen und in Transportboxen verpackt.

Die gereinigten Substrate werden mit speziellen Frontplatten auf Molybdänblöcken fixiert (Abb. 7) und in das Vakuumsystem eingeschleust. In der MBE-Anlage befinden sich die Blöcke stets in vertikaler Position. Nach einer Pumpdauer von etwa 30 min können die Proben vom Lademodul in die Präparationskammer transferiert werden, wo sie dann für 60 min bei 750 °C ausgeheizt werden. Damit ist die Vorbehandlung der Saphirsubstrate abgeschlossen, und die Proben können für die Einzelprozessierung in die Prozesskammer eingeschleust werden. Abb. 8 zeigt RHEED-Aufnahmen des vorbehandelten und auf 890 °C aufgeheizten Saphirs vor Beginn der Nitridierung mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1\bar{1}00]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl. Neben den scharfen Saphir-Linien, die auf eine glatte Oberfläche hinweisen, sind deutlich Kikuchi-Linien zu sehen, die auf eine unkontaminierte Oberfläche hindeuten.

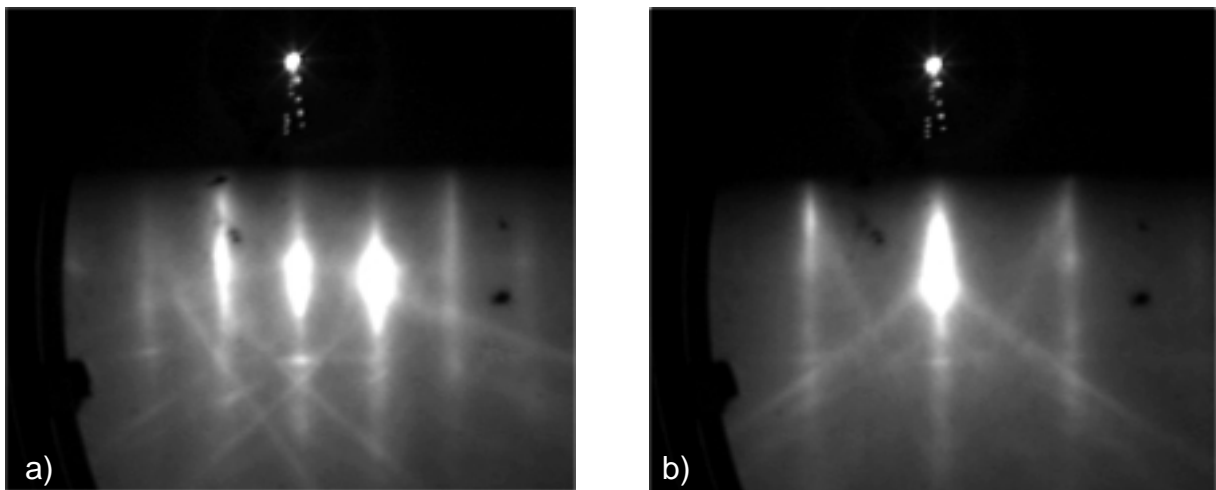


Abb. 8 RHEED-Aufnahme der Oberfläche eines ausgeheizten Saphir-Substrates mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1\bar{1}00]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl

4.3 Nitridierung und Wachstumsstart

In Kapitel 3.2 ist die Notwendigkeit der Nitridierung und die Schwierigkeit der Durchführung bei der MBE dargelegt worden. Die für diese Studie verwendeten Saphirsubstrate wurden daher vor dem Wachstumsbeginn standardmäßig mit einem Stickstoffplasma behandelt, womit eine schwache Nitridierung erreicht werden konnte. Die wurden Proben innerhalb einer halben Stunde von Raumtemperatur auf etwa 890 °C aufgeheizt. Danach wurden die Substrate für 30 min aktivierten Stickstoffatomen ausgesetzt, wobei eine Plasmaleistung von 450 W eingekoppelt

und ein Stickstofffluss von 1,25 sccm in den Plasmaraum eingeleitet wurde, wodurch sich in der Prozesskammer ein Arbeitsdruck von $3,4 \cdot 10^{-5}$ Torr einstellt.

Nach etwa fünf Minuten Plasmabehandlung war mit Hilfe des RHEEDs eine Veränderung an der Oberfläche des Saphirs festzustellen. Neben den Saphirlinien wurden weitere schwache Linien sichtbar, die AlN zuzuordnen sind. Bei Fortsetzung der Nitridierung traten diese Linien deutlicher hervor. Nach 30 min war keine weitere Veränderung der Saphiroberfläche mit Hilfe des RHEED-Bildes mehr zu beobachten, und die Plasmabehandlung wurde durch Schließen des Shutters der Stickstoffquelle beendet. Die RHEED-Aufnahmen zeigen, dass es bei der teilweisen Umwandlung der Saphiroberfläche zu AlN zu einer Verdrehung der Basalfäche dieser Schicht im Vergleich zum Substrat um 30° kommt (Abb. 9). Dabei gelten zwischen dem (0001) Saphirsubstrat und dem α -AlN die kristallographischen Beziehungen $[11\bar{2}0]_{\text{Saphir}} \parallel [1\bar{1}00]_{\alpha\text{-AlN}}$ und $[1\bar{1}00]_{\text{Saphir}} \parallel [11\bar{2}0]_{\alpha\text{-AlN}}$.

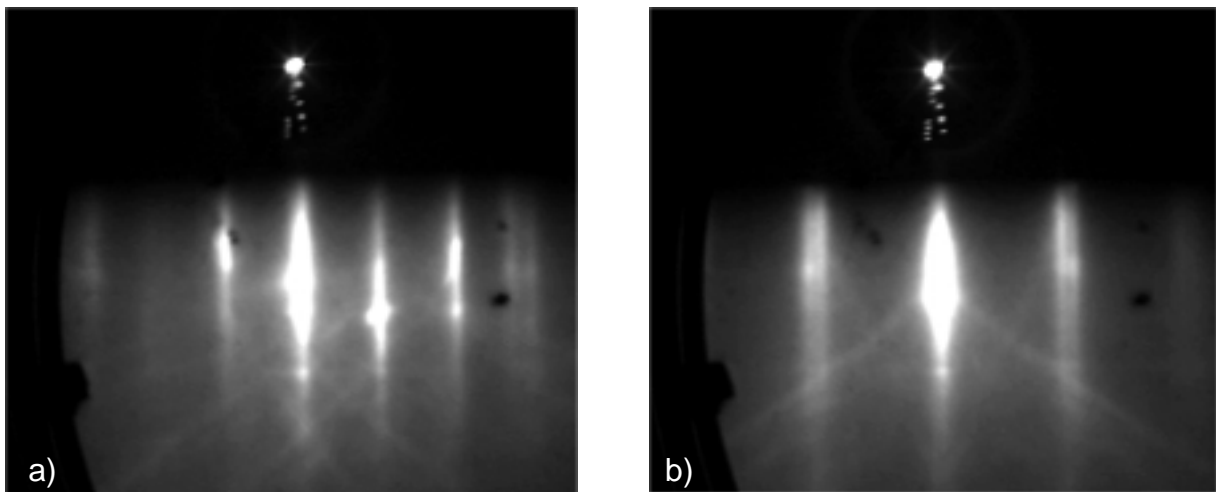


Abb. 9 RHEED-Aufnahme der Saphir-Oberfläche nach 30 min Nitridierung mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1\bar{1}00]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl

Zur weiteren Prozessierung wurde die Substrattemperatur auf 820°C abgesenkt. Nach Erreichen der Temperatur wurde der Hauptshutter geschlossen und die für die folgende Abscheidung erforderlichen Quellenshutter wurden geöffnet, um ein Einschwingen insbesondere der Metallflüsse zu ermöglichen. Der Wachstumsstart erfolgte dann mit dem Öffnen des Hauptshutters, wobei zwei unterschiedliche Wege beschritten wurden. Zum einen wurde zunächst eine AlN-Nukleationsschicht mit einer Dicke von etwa 6 - 8 nm abgeschieden bevor mit der Deposition der GaN-Basischicht fortgefahren wurde. Hierdurch wird die Herstellung von Ga-polaren Schichten

ermöglicht. Wurde hingegen direkt mit dem Wachstum der GaN-Basisschicht gestartet, so sind Nitridschichten mit N-Polarität zu erwarten.

4.4 GaN-Basisschichten

Die Molekularstrahlepitaxie von GaN-Basisschichten auf (0001) Saphir mit Nieder-temperatur-Pufferschichten verbessert zwar in der Regel die morphologische Beschaffenheit der Oberfläche, gleichzeitig jedoch ist eine Verschlechterung der optischen und elektronischen Eigenschaften festzustellen. Aus diesem Grund wurde hier der von Dimitrov et al. vorgeschlagene Weg der direkten Abscheidung der GaN-Basisschichten auf dem nitridierten Saphir gewählt, wodurch N-polare Schichten erhalten werden [41].

Für die Deposition von epitaktischen Schichten mit hoher Qualität sind insbesondere die Prozessparameter Depositionstemperatur und III/V-Verhältnis von Bedeutung. GaN-Basisschichten mit sehr guten optischen und elektronischen Eigenschaften werden nahe der Zersetzungstemperatur von GaN erzielt, die Ambacher et al. mit 850 °C angeben [21]. Daher wurden sämtliche GaN-Basisschichten für diese Studie bei einer Substrattemperatur von 820 °C deponiert. Das III/V-Verhältnis sollte so gewählt werden, dass die Abscheidung im Ga-reichen Wachstumsregime durchgeführt wird. Der optimale Arbeitspunkt wird nach Heying et al. dann erreicht, wenn die Deposition bei einem Ga-Fluss erfolgt, der gerade nicht zur Tröpfchenbildung auf dem Substrat führt [53]. Zur Einstellung dieses Arbeitspunktes wurde bei einem konstantem Ga-Fluss von $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 2,1 \cdot 10^{-6}$ Torr der in die Plasmaquelle einströmende N_2 -Fluss bei konstanter eingekoppelter Leistung variiert. Hierbei wurden Wachstumsraten zwischen 8,4 nm/min und 13,6 nm/min erreicht (Abb. 10a). Die monotone Änderung der Wachstumsrate mit dem Stickstofffluss ist ein Beleg für die Ga-reiche Deposition der GaN-Basisschichten. Eine vollständige Belegung der Oberfläche mit Ga-Tröpfchen wurde hier bei keiner Probe erreicht. Bei Wachstumsraten unterhalb von 10 nm/min ist allerdings eine größere Ausdehnung des mit Ga-Tröpfchen belegten Probenrandes zu konstatieren. Die Belegung des Randes der Substrate mit Ga-Tröpfchen ist darauf zurückzuführen, dass die Temperatur aufgrund der Probenhalterung am Rand etwa 10 °C niedriger ist als in der Probenmitte. Bei Wachstumsraten oberhalb von 11 nm/min zeigten RHEED-Bilder die Ausbildung von Knoten auf

den Linien, was auf eine verstärkte dreidimensionale Abscheidung schließen lässt. Als Optimum wurde daher der Arbeitspunkt mit einer Abscheiderate von 9,3 nm/min bei einem N₂-Fluss von 0,4 sccm gewählt.

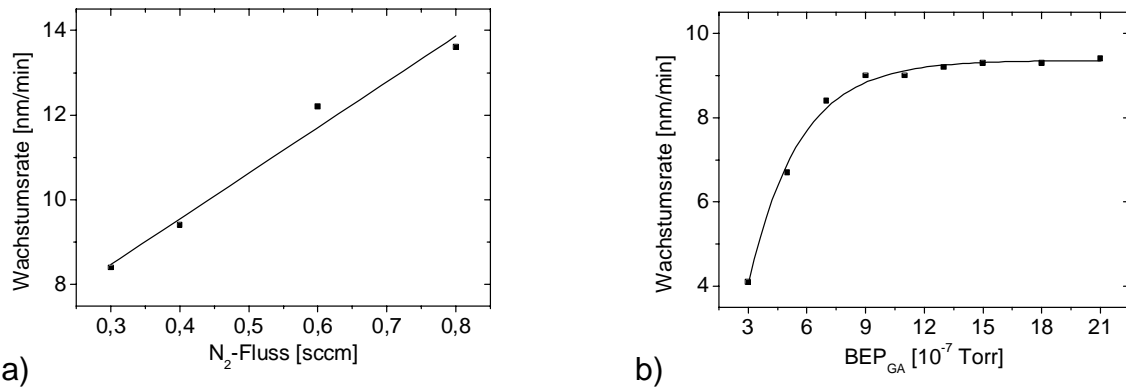


Abb. 10 Wachstumsrate von GaN in Abhängigkeit vom N₂-Fluss (a) und vom Ga-Fluss (b)

Zusätzlich wurde eine Versuchsreihe bei konstanten Plasmabedingungen (Stickstofffluss, Diodenspannung) durchgeführt, bei der der Ga-Fluss von $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 0,3 \cdot 10^{-6}$ Torr bis $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 2,4 \cdot 10^{-6}$ Torr variiert wurde. In Abb. 10b ist deutlich zu erkennen, dass ab einem Ga-Fluss von $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 1,5 \cdot 10^{-6}$ Torr keine Erhöhung der Wachstumsrate mehr zu erzielen ist. Damit ist der Beginn der stickstofflimitierten oder auch Ga-reichen Abscheidung erreicht. Eine Belegung der gesamten Probenoberfläche mit Ga-Tröpfchen kann allerdings selbst bei der Probe mit dem höchsten verwendeten Ga-Fluss noch nicht festgestellt werden. In Abb. 11 sind AFM-Aufnahmen von Proben mit unterschiedlichem Ga-Fluss während der Abscheidung dargestellt. Im Falle des Ga-Filmes mit einem Ga-Fluss von $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 0,5 \cdot 10^{-6}$ Torr ist eine raue Oberfläche zu erkennen ($\text{rms} = 4,61$ nm), was auf die N-reiche Deposition zurückgeführt werden kann. Mit Beginn der Ga-reichen Abscheidung ist eine deutliche Verbesserung der Oberflächenmorphologie festzustellen ($\text{rms} = 0,93$ nm). Bei einer Erhöhung des Ga-Flusses über $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 1,8 \cdot 10^{-6}$ Torr hinaus ist dann keine Verbesserung mehr zu erreichen und die Rauigkeit stagniert bei einem Wert von etwa $\text{rms} = 0,40$ nm. In der Literatur ist ein derart geringer Wert für N-polare GaN-Schichten bisher noch nicht erwähnt worden, lediglich mit dem MOCVD-Verfahren hergestellte Schichten mit Ga-Polarität

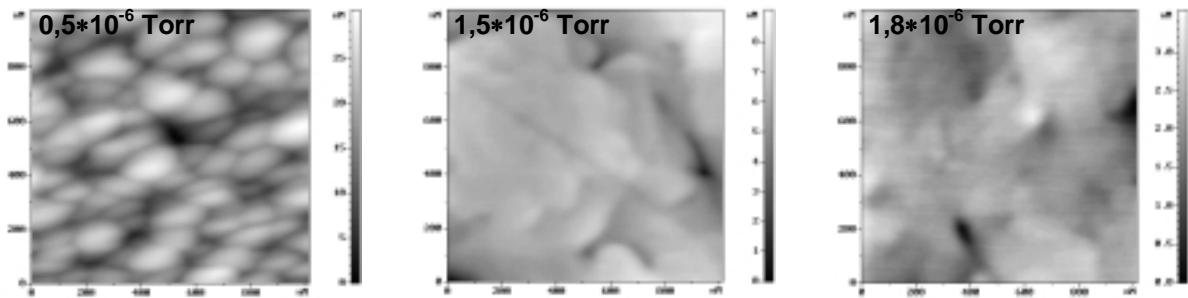


Abb. 11 AFM-Aufnahmen der Oberflächen von N-polaren GaN-Schichten, die mit unterschiedlichem Ga-Fluss abgeschieden worden sind

weisen mit $\text{rms} = 0,1 \text{ nm}$ noch geringere Oberflächenrauigkeiten auf. Mit den hier vorgestellten Ergebnissen konnte somit erstmals gezeigt werden, dass auch mit dem MBE-Verfahren bei direktem Wachstumsstart auf Saphirsubstraten ohne Verwendung von Pufferschichten eine hervorragende Morphologie erreicht werden kann. Ein typisches RHEED-Bild während des Ga-reichen Wachstums der GaN-Basisschichten ist in Abb. 12 gezeigt. Die sehr scharfen Linien deuten auf einen zweidimensionalen Wachstumsmodus hin. Anhand der AFM-Aufnahmen kann ein ideales zweidimensionales Wachstum der GaN-Schichten nicht bestätigt werden.

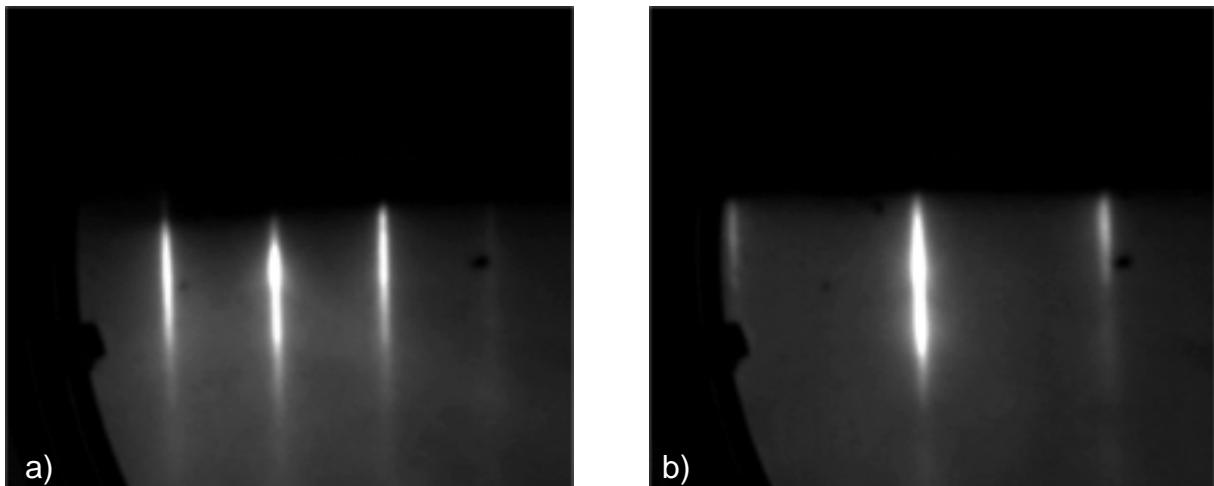


Abb. 12 RHEED-Aufnahme der GaN-Oberfläche während des Ga-reichen Wachstums mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1\bar{1}00]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl

Allerdings ist ein deutlicher Stufenfluss zu erkennen, der auf eine Vorstufe des idealen 2D-Wachstums hindeutet. Für die Deposition der GaN-Basisschichten wurde

letztendlich ein Ga-Fluss von $\text{BEP}_{\text{Ga}} = 2,1 \cdot 10^{-6}$ Torr gewählt, um stark Ga-reiche Bedingungen einzustellen und dabei gleichzeitig eine zu hohe Temperaturbelastung der Ga-Zelle zu vermeiden.

Die Veränderung der RHEED-Bilder beim Abkühlen der GaN-Basisschichten wurde hinsichtlich des Auftretens von Rekonstruktionen beobachtet, um eine Bestimmung der Polarität zu ermöglichen. Zusätzlich wurden an einigen Proben nach der Entnahme aus der UHV-Apparatur Ätzungen in wässriger Kalilauge (KOH) vorgenommen. Das zuletzt genannte Verfahren ist nach Seelmann-Eggebert et al. dazu geeignet, anhand der Ätzraten und der sich abzeichnenden Oberflächenmorphologie die Polarität der abgeschiedenen Schichten festzustellen [16]. Der anhand der starken Aufrauung deutlich feststellbare Ätzangriff der Probe bestätigt die N-Polarität des GaN-Films. Die zugehörigen RHEED-Aufnahmen zeigen im Einklang mit Angaben in der Literatur (3 x 3)- oder (3 x 6)-Rekonstruktionen (Abb. 13).

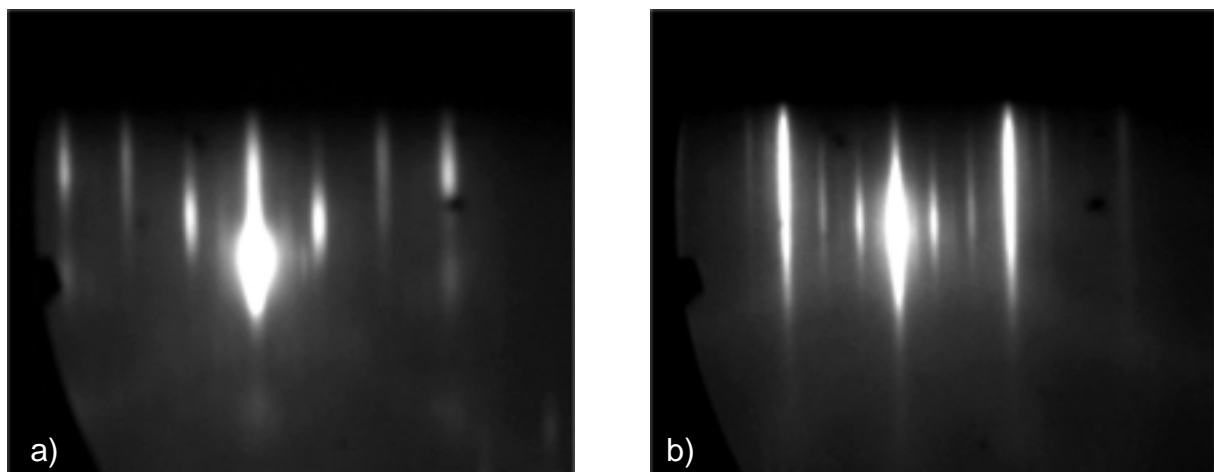


Abb. 13 RHEED-Aufnahme der GaN-Oberfläche mit (3x6)-Rekonstruktionen nach dem Abkühlvorgang mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1100]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl

4.5 Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschichten

Zusätzlich zu den oben vorgestellten GaN-Basisschichten ohne Puffer wurden auch solche mit Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschichten hergestellt. Die Deposition der AlN-Nukleationsschicht erfolgte in diesem Fall bei derselben Temperatur, bei der auch das anschließende Wachstum der GaN-Basisschicht durchgeführt wurde. Somit

war nach der Fertigstellung der Nukleationsschicht keine Wachstumsunterbrechung erforderlich. Damit kann verhindert werden, dass sich an der Grenzschicht zwischen Nukleations- und Basisschicht eine Kontamination mit Restgasen aus der Prozesskammer ergibt. Für die Optimierung der AlN-Nukleationsschicht verbleiben damit die Temperatur der Aluminiumzelle sowie die Dicke der Nukleationsschicht als freie Parameter, da die Plasmabedingungen nicht verändert werden sollten, um einen unterbrechungsfreien Übergang zur GaN-Basisschicht zu gewährleisten.

Murphy et al. beobachten ab einer Dicke der AlN-Nukleationsschicht von etwa 4,5 nm den Wechsel von N-polaren Schichten zu Ga-polaren [12]. Mit den hier gewählten Einstellungen der Plasmaquelle wird für die GaN-Basisschicht eine Wachstumsrate von 9,3 nm/min erreicht. Die minimale Depositionsdauer der Nukleationsschicht wurde auf 1 min festgesetzt, da aufgrund der maximal erreichbaren Al-Flüsse für die Nukleationsschicht mit einer im Vergleich zum Wachstum der GaN-Basisschichten geringeren Rate von 6 nm bis 8 nm gerechnet werden muss. Zusätzlich wurden Abscheideversuche mit einer Dauer von 2 min und 5 min durchgeführt. Der Al-Fluss wurde über einen Bereich von $BEP_{Al} = 1 \cdot 10^{-7}$ Torr bis $BEP_{Al} = 7,3 \cdot 10^{-7}$ Torr variiert.

Mit Hilfe von RHEED-Beobachtungen können bereits in-situ Rückschlüsse auf die strukturellen Eigenschaften der prozessierten Schichten gezogen werden. Zunächst sollen die Nukleationsschichten mit einer Depositionsdauer von 1 min betrachtet werden. Bei Verwendung von Al-Flüssen von $BEP_{Al} = \leq 4,4 \cdot 10^{-7}$ Torr sind die AlN-Linien nur sehr schwach ausgeprägt und mit deutlichen Knoten belegt. Hieraus kann auf ein stark dreidimensionales Wachstum der Nukleationsschicht geschlossen werden, was auf ein Stickstoffüberangebot zurückgeführt wird. Zusätzlich sind zwischen den Linien in der Nähe der Schattenkante eine große Anzahl weiterer Reflexe auszumachen, deren Herkunft nicht eindeutig geklärt werden konnte. Auch bei dem anschließenden Wachstum der GaN-Basisschicht waren diese Reflexe und Knoten auf den verbesserten scharfen Linien weiterhin zu beobachten, obwohl mit einem starken Überangebot von Gallium im Vergleich zu Stickstoff gearbeitet wurde (Kap. 4.4). Wird bei der Deposition der AlN-Nukleationsschicht ein Al-Fluss von $BEP_{Al} = 5,2 \cdot 10^{-7}$ Torr verwendet, so zeigen RHEED-Bilder die Ausbildung von länglichen Reflexen, die sich zu Linien verbinden. Bereits wenige Minuten nach dem Start der Basisschicht sind dann mit Hilfe des RHEEDs nur noch scharfe Linien auszumachen, die für glatte Oberflächen sprechen (Abb. 14). Eine weitere Steigerung des Al-Flusses führt im

RHEED zunächst zu einer deutlichen Abschwächung des sichtbaren Signals ($\text{BEP}_{\text{Al}} = 6,2 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$) und schließlich zum vollständigen Verschwinden ($\text{BEP}_{\text{Al}} = 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$). In beiden Fällen ist auch bei der Fortsetzung mit dem Wachstum der GaN-Basisschicht zunächst keine RHEED-Linien mehr sichtbar, das heißt es wird eine amorphe Schicht abgeschieden. Erst nach einigen Minuten werden im RHEED wieder längliche Reflexe sichtbar, die nach einiger Zeit zu sehr scharfen Linien zusammenwachsen. Damit sind wieder glatte Oberflächenabschnitte erreicht, dennoch zeigen Photolumineszenzmessungen eine erhöhte gelbe Lumineszenz der GaN-Basisschichten. Bei einer Verlängerung der Depositionszeit auf 2 min bzw. 5 min sind keine signifikanten Unterschiede in der Schichtqualität der GaN-Basisschichten feststellbar. Daher sind für alle Ga-polaren Schichten 6 nm bis 8 nm dicke Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschichten verwendet worden, um eine mögliche höhere Verspannung in den GaN-Schichten zu vermeiden, die aus dem Wachstum auf dickeren AlN-Schichten resultieren könnte.

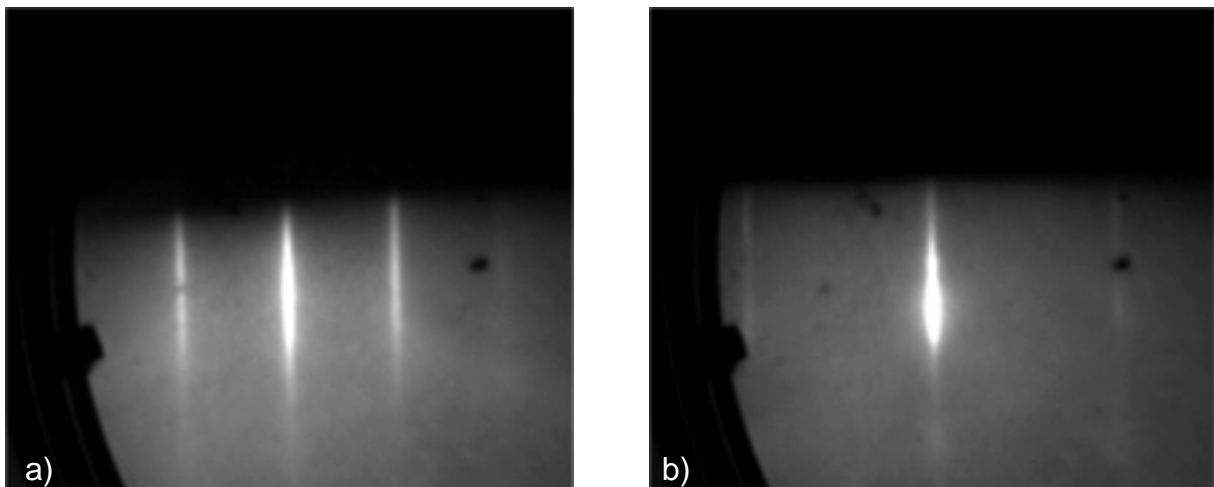


Abb. 14 RHEED-Aufnahme der GaN-Oberfläche nach 5 min Überwachsen der AlN-Nukleationsschicht mit (a) $[11\bar{2}0]$ und (b) $[1\bar{1}00]$ als Einstrahlrichtung für den Elektronenstrahl

Die mit Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschichten hergestellten GaN-Basisschichten wurden mit den gleichen Verfahren zur Polaritätsfeststellung analysiert, wie dies in Kapitel 4.4 für die Schichten ohne Nukleationsschicht vorgestellt worden ist. Beim Vergleich von AFM-Aufnahmen vor und nach dem Ätzen in wässriger KOH zeigen sich keine markanten Unterschiede, womit nach Seelmann-Eggebert die Ga-Polarität nachgewiesen ist. Die Beobachtungen von Murphy et al. [15] können somit bestätigt

werden. Die Auswertung der RHEED-Bilder nach dem Abkühlen der Nitridschichten liefert sowohl (1 x 2)- als auch (3 x 2)-Rekonstruktionen. Diese sind bisher in der Literatur für Ga-polare Schichten noch nicht erwähnt worden. Die Korrelation mit den durchgeführten Ätzversuchen ist allerdings eindeutig. Somit kann anhand der genannten Rekonstruktionen auf Ga-Polarität der hergestellten Nitridschichten geschlossen werden.

4.6 MBE-Wachstum mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten

Das Einbringen von AlN-Zwischenschichten (AlN-IL) zur Verbesserung der strukturellen und elektronischen Eigenschaften der GaN-Basisschichten sollte den bisher vorgestellten Prozessablauf nicht merklich stören. Insbesondere ist eine Unterbrechung des laufenden Abscheidvorgangs zum Anpassen der Substrattemperatur nicht wünschenswert, um eine Kontamination der bereits deponierten Nitridschicht mit Restgasen aus der Prozesskammer auszuschließen. Daher wird der Ansatz von Zhang et al. aufgegriffen, und die Zwischenschicht wird bei der gleichen Substrattemperatur wie die GaN-Basisschicht deponiert [50]. Im Unterschied zu Zhang et al., die ihre Untersuchungen auf $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Zwischenschichten beschränkten, werden im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich reine Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten (HT-AlN-IL) eingesetzt. Der von Zhang et al. angestrebte Effekt, die defektreiche GaN/Saphir-Grenzschicht von der GaN-Basisschicht elektrisch zu isolieren, sollte hiermit weiter verbessert werden können, da die Isolatorqualität von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ mit zunehmendem Al-Gehalt ansteigt. Auf der anderen Seite ist zu berücksichtigen, dass mit wachsendem Al-Anteil der ternären Nitridschicht auch die Gitterfehlpassung zu dem umgebenden GaN anwächst. Damit verringert sich auch die kritische Schichtdicke, bis zu der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pseudomorph, das heißt unter Beibehaltung der Gitterkonstanten der GaN-Schicht, auf der GaN-Unterlage aufwächst. Abb. 15 zeigt in Abhängigkeit vom Al-Anteil neben dem Verlauf der Gitterfehlpassung von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ auf relaxiertem GaN bei Zugrundelegen des Vegard'schen Gesetzes auch die kritische Schichtdicke, die nach dem Modell von Matthews und Blakeslee [54] sowie von Fischer [55] ermittelt worden ist. Hierbei ist deutlich der exponentielle Abfall der kritischen Schichtdicke mit wachsendem Al-Gehalt zu erkennen. Aufgrund der geringen kritischen Schichtdicke von AlN bei Deposition auf GaN besteht die Gefahr, dass be-

reits bei einer schwachen Dickeninhomogenität der AlN-Zwischenschicht die Isolationswirkung verloren geht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen daher die Auswirkungen unterschiedlich dicker AlN-Zwischenschichten auf die strukturellen und elektronischen Eigenschaften der GaN-Basissschichten untersucht werden. Außerdem wird die Verwendung von Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten (HT-AlN-MIL) zur Verbesserung der genannten Eigenschaften überprüft.

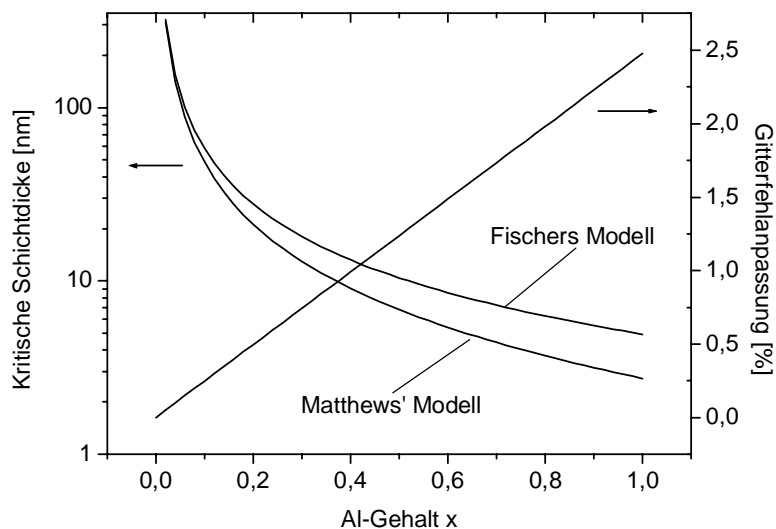


Abb. 15 Gitterfehlpassung von relaxiertem $Al_xGa_{1-x}N$ auf GaN und kritische Schichtdicken von $Al_xGa_{1-x}N$ auf GaN nach Matthews und Blakeslee [54] und Fischer [55] in Abhängigkeit vom Al-Gehalt x

Die Deposition der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschicht erfolgte stets nach dem Wachstum von 100 nm GaN bei einer Substrattemperatur von 820 °C, die von der Abscheidung der GaN-Basissschicht vorgegeben wurde. Bei dem Einsatz mehrerer AlN-Zwischenschichten wurden jeweils 100 nm oder 300 nm GaN zwischen diesen deponiert. Abb. 16 zeigt im linken Teil den schematischen Aufbau einer GaN-Basissschicht mit einer einzelnen HT-AlN-IL. Im rechten Teil ist beispielhaft für die Verwendung von HT-AlN-MILs eine Struktur mit drei Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten dargestellt. Das notwendige wechselseitige Öffnen und Schließen der Shutter der Aluminium- und Galliumzelle kann hierbei rechnergesteuert sekundengenau erfolgen, um eine hohe Reproduzierbarkeit der Dicke der Zwischenschicht zu gewährleisten. Die Höhe des Al-Flusses beim Wachstum der AlN-Zwischenschicht wurde im Vergleich zur AlN-Nukleationsschicht nicht verändert, da diese bei der gleichen

Substrattemperatur und identischen Einstellungen der Plasmaquelle gewachsen worden ist. Die konstanten Abstände der Linien im RHEED vor, während und nach der Deposition der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten belegen, dass sich die von der GaN-Unterlage vorgegebene a-Gitterkonstante während des Wachstums der AlN-IL nicht verändert. Hieraus kann auf ein pseudomorphes Wachstum der AlN-Zwischenschicht geschlossen werden.

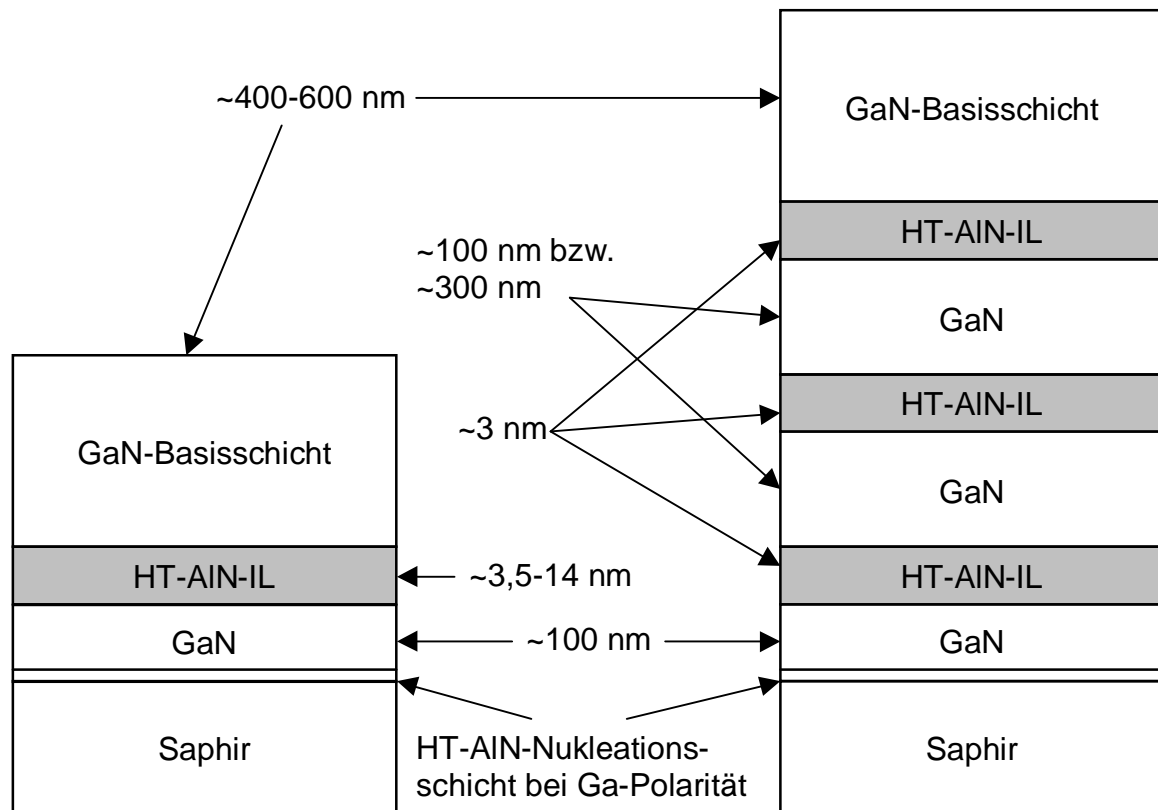


Abb. 16 Schematischer Aufbau von GaN-Basisschichten bei Verwendung von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten

Zur Untersuchung der Qualität von GaN-Basisschichten mit unterschiedlich dicken Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten wurden ausschließlich N-polare Filme abgeschieden. Die darauf aufbauende Reihe mit Mehrfachzwischenschichten wurde um Ga-polare Schichten erweitert.

4.7 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen

Die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen wurden mit dem Ziel deponiert, Transistoren mit hoher Leistungsfähigkeit herstellen zu können. Abb. 17 zeigt den schematischen Aufbau der Heterostrukturen, mit denen sowohl normale als auch invertierte HEMTs realisiert werden sollen (Kap. 7). Im Falle der Ga-polaren Heterostrukturen wurde auf 1 μm und 2 μm dicken GaN-Basisschichten mit Hochtemperatur-AIN-Nukleations-schicht eine nominell 20 nm dicke $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barriere aufgebracht, die mit einer 2,5 nm dünnen GaN-Deckschicht belegt wurde, um die Schottkybarriere für den Gate-Kontakt zu erhöhen [56]. Hierbei wurden sowohl Basisschichten ohne als auch mit Hochtemperatur-AIN-Zwischenschichten sowie mit Mehrfach-Zwischenschichten verwendet. Aufgrund der Polarisierungseffekte (Kap. 2.3) ist an der unteren $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{GaN}$ -Grenzschicht mit der Ausbildung eines 2DEGs zu rechnen, das die Grundlage für HEMTs in GaN-Technologie darstellt. Das Vorgehen für die Deposition

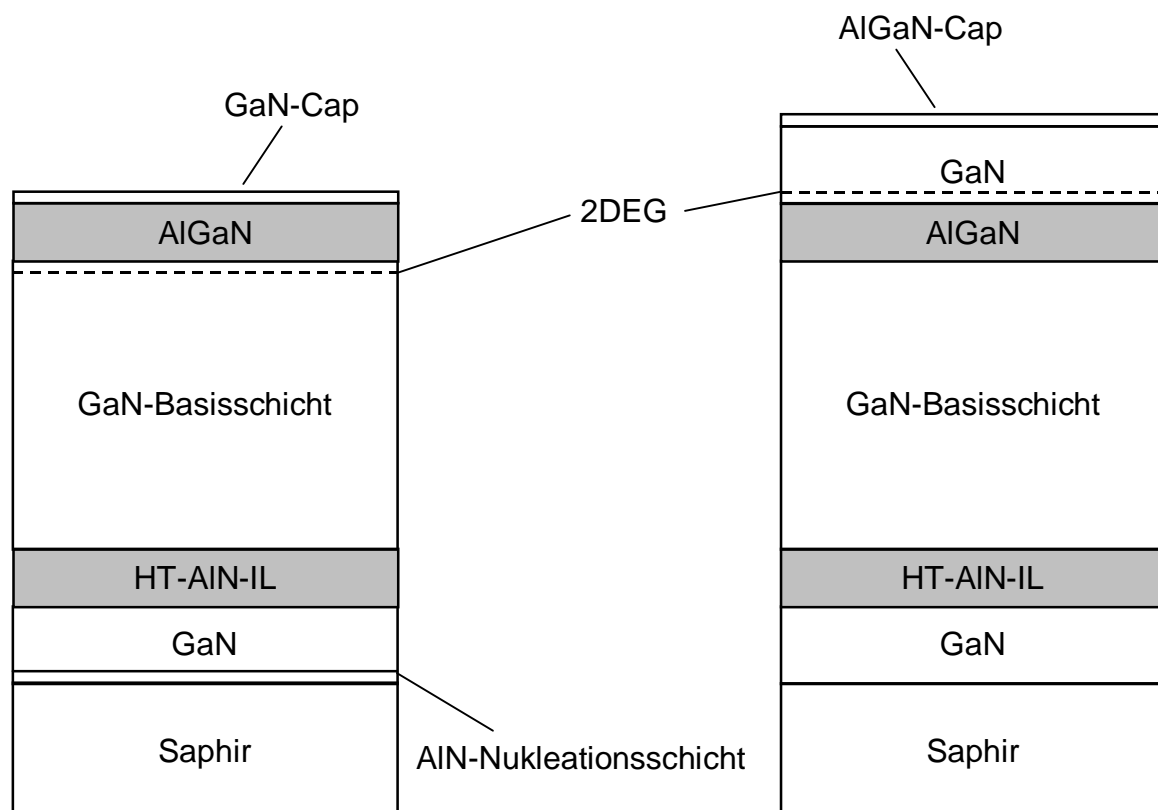


Abb. 17 Schematischer Aufbau von normalen (links) und inversen (rechts) AlGaN/GaN -Heterostrukturen für die Herstellung von HEMTs

von N-polaren Strukturen ist weitgehend analog. Zum Erreichen der N-Polarität der GaN-Basisschichten wurde auf eine AlN-Nukleationsschicht verzichtet und stets eine 2 μm dicke GaN-Basisschicht abgeschieden. Auf die nominell 50 nm dicke $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barriere wurde eine weitere 30 nm dicke GaN-Schicht epitaktisch aufgebracht, da bei N-polaren Heterostrukturen das 2DEG an der oberen GaN/ $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Grenzschicht auftritt. Diese GaN-Kanalschicht wurde mit einer etwa 5 nm dünnen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Deckschicht zur Erhöhung der Schottkybarriere abgeschlossen. Außerdem wurden einige N-polare Heterostrukturen mit etwa 5 nm dünnen AlN-Barrieren hergestellt, um eine höhere Grenzflächenladungsträgerdichte bei gleichzeitig hoher Elektronenbeweglichkeit im 2DEG erreichen zu können.

5 Charakterisierung epitaktischer Schichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten

Die Elektronenbeweglichkeit bei Raumtemperatur wird bei Heterostrukturen der Gruppe-III-Nitride im wesentlichen von vier Streumechanismen limitiert, die in der Reihenfolge ihrer Bedeutung dargestellt werden. Den Hauptbeitrag zur Begrenzung der Ladungsträgerbeweglichkeit liefert die Streuung an optischen Phononen [57]. Außerdem wird in Abhängigkeit von der Polarität der Schicht an einer der Grenzflächen eines $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heteroüberganges aufgrund der starken polarisationsinduzierten Felder eine hohe Ladungsträgerflächendichte von typischerweise 10^{13} cm^{-2} hervorgerufen. Hierbei liegt der Ladungsträgerschwerpunkt nur wenige Nanometer von der Grenzfläche entfernt. Somit besitzt die Ladungsträgerstreuung an der Grenzfläche, die im wesentlichen von der Morphologie des Überganges bestimmt wird, eine große Bedeutung [58]. Ein weiterer wichtiger Streumechanismus ist mit der hohen Dichte von Durchstoßversetzungen bei den Gruppe-III-Nitriden von etwa 10^{10} cm^{-2} verknüpft, die in der Heteroepitaxie begründet ist. Dadurch wird die Elektronenbeweglichkeit parallel zur Oberfläche durch die Coulombstreuung an geladenen, linearen Traps entlang der Versetzungslinien limitiert [40]. Den geringsten Beitrag liefert in der Regel die Ladungsträgerstreuung, die ohnehin erst bei Ladungsträgerdichten $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wirksam wird. Hierunter versteht man die Kollision von freien Ladungsträgern mit anderen freien Ladungsträgern, wobei der Gesamtimpuls der Ladungsträger erhalten bleibt. Aus diesem Grund ist die Bedeutung dieses Streumechanismus relativ gering. Mit Hilfe der HT-AlN-ILs sollte insbesondere die Dichte der Durchstoßversetzungen reduziert werden, um eine Verbesserung der elektronischen Eigenschaften der Heterostrukturen zu erreichen.

Die strukturelle Charakterisierung der GaN-Basisschichten mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten erfolgte mit der Kraftmikroskopie (AFM), der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und der Röntgendiffraktometrie (XRD). Die elektronischen Eigenschaften wurden mit Hallmessungen in Van-der-Pauw Geometrie und im Fall von AlGaIn/GaN-Heterostrukturen mit CV-Messungen untersucht. Es werden zunächst die Ergebnisse der Charakterisierung von GaN-Basisschichten mit unterschiedlich dicken Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten vorgestellt. Danach werden die Resultate von Messungen an Proben mit HT-AlN-MILs diskutiert. Im letzten

Teil dieses Kapitels werden schließlich die Untersuchungen an den AlGaIn/GaN-Heterostrukturen ausgewertet.

Die Mikrostruktur der hergestellten GaN-Basisschichten wurden mit einem konventionellen 200 keV Transmissionselektronenmikroskop (Firma Philips, Typ CM 20) hinsichtlich der Versetzungsdichten untersucht. Die Dicken der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten wurden mit einem hochauflösenden Elektronenmikroskop (high resolution electron microscopy, HREM, Firma Philips, Typ CM 300 FEG) ermittelt. Die Probenpräparation für TEM-Untersuchungen der Oberflächen (plan view TEM, PVTEM) sowie der Querschnitte (cross-sectional TEM, XTEM) ist in [59] nachzulesen.

Zur weitergehenden Beurteilung der strukturellen Qualität der GaN-Basisschichten wurden XRD-Messungen mit einem konventionellen Diffraktometer (Firma Philips, Typ MRD) vorgenommen. In der Röntgenröhre wird als Anodenmaterial Kupfer mit einer charakteristischen $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Linie der Wellenlänge $\lambda = 0,1541 \text{ nm}$ eingesetzt. Der Primärstrahl wird mit einer vierfachen Beugung an Germaniumkristallen ((220) Reflex, Bartels-Monochromator) monochromatisiert. Der von dem Messobjekt gebeugte Strahl wurde bei $\theta/2\theta$ -Messungen über einen channel cut Analysatorkristall (dreifach Ge (220) Reflex, Bonse-Hart-Kollimator) in den Detektor geleitet. Für die Aufnahme von Rocking-Kurven wurde der Analysatorkristall durch eine Schlitzblende mit einer Öffnung von 0,5 mm ersetzt.

5.1 Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten unterschiedlicher Dicke

Die Untersuchungen von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten unterschiedlicher Dicke wurde ausschließlich an GaN-Basisschichten ohne AlN-Nukleationsschichten vorgenommen. Dadurch besitzen alle in diesem Kapitel behandelten Proben N-Polarität. Abb. 18 zeigt Hellfeld-PVTEM-Aufnahmen von zwei Proben mit AlN-Zwischenschichten, deren Dicke zu 3,2 nm und 8 nm bestimmt wurden [60]. Zum Vergleich ist eine Aufnahme einer GaN-Basisschicht ohne Zwischenschicht dargestellt. Die TEM-Bilder wurden in Zweistrahl-Geometrie mit Blickrichtung [0002] aufgenommen. Hiermit wird die Bestimmung der Durchstoßversetzungsdichte ρ_D mit den Burgersvektoren $b = 1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$ und $b = 1/3 \langle 11\bar{2}3 \rangle$ ermöglicht, die den wesentlichen Anteil aller Versetzungen im AlN/GaN-System darstellen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die

Versetzungsdichte bei GaN-Basisschichten mit AlN-IL reduziert wird. Der erzielte Effekt ist am größten bei der kleinsten verwendeten Dicke der AlN-Zwischenschicht, wobei eine Verbesserung im Vergleich zur Basisschicht ohne Zwischenschicht um den Faktor sieben von $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ auf $9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ erreicht wird. Aber auch bei der dickeren AlN-IL ist eine Reduktion der Defektdichte um mehr als den Faktor zwei auf $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ festzustellen.

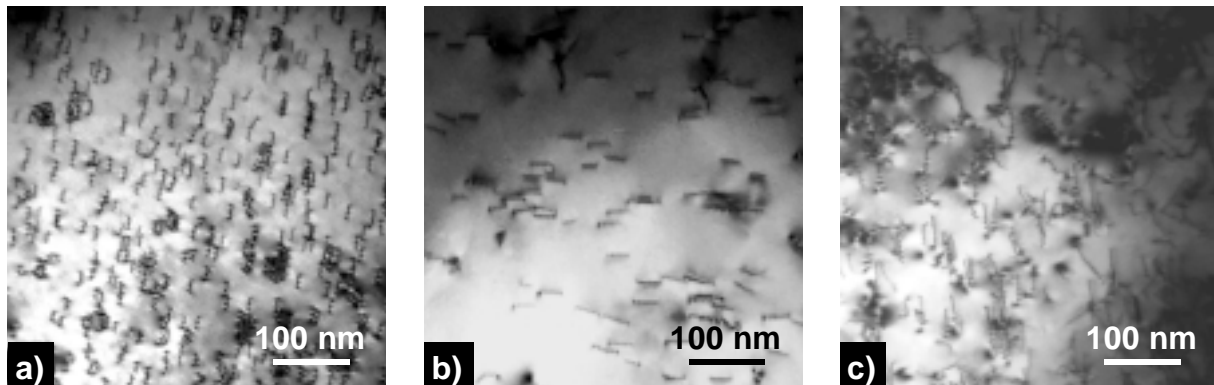


Abb. 18 Hellfeld-PVTEM-Aufnahmen von N-polarem GaN ohne AlN-IL (a), mit 3,2 nm dicker AlN-IL (b) und mit 8 nm dicker AlN-IL (c)

Hellfeld-XTEM-Aufnahmen mit Blickrichtung $[11\bar{2}0]$ ermöglichen die Analyse von Versetzungen mit den Burgersvektoren $b = \langle 0001 \rangle$ und $b = \frac{1}{3} \langle 11\bar{2}3 \rangle$. In Abb. 19 ist damit der Verlauf von Durchstoßversetzungen sichtbar, die an der GaN/Substrat-Grenzschicht beginnen. Der unterschiedliche Verlauf der Versetzungen in Abhängigkeit von der Dicke der AlN-IL ist deutlich zu erkennen. Bei Betrachtung der Probe ohne Zwischenschicht fällt auf, dass auch hier nicht alle Versetzungen die Oberfläche erreichen. Dieses Verhalten wird durch das Überschreiten einer kritischen Dicke der GaN-Schicht hervorgerufen, wobei einige der gerade verlaufenden Versetzungslinien Fehlanpassungssegmente parallel zur GaN/Saphir-Grenzschicht bilden [61]. Die entsprechenden Versetzungen laufen somit parallel zu der genannten Grenzschicht weiter und enden an den Kanten des Kristalls.

Bei Verwendung einer AlN-IL mit einer Dicke von 3,2 nm werden Versetzungen bei Erreichen der AlN/GaN-Grenzschicht aufgrund des Fehlanpassungsstressses verbogen. Die Verbiegung ist in der Regel nicht so groß, dass sich die Versetzungen in der (0001)-Fläche fortsetzen und zu Fehlanpassungsversetzungen führen. Die verbogenen Versetzungslinien laufen allerdings bei Fortsetzung des GaN-Wachstums ober-

halb der AlN-IL mit gerade verlaufenden Versetzungen zusammen. Dadurch wird eine deutliche Reduktion der Dichte der Durchstoßversetzungen erreicht.

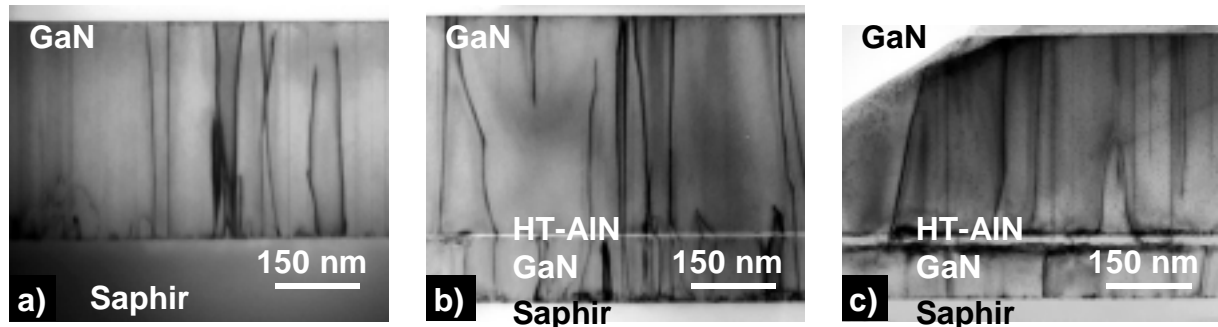


Abb. 19 Hellfeld-XTEM-Aufnahmen von N-polarem GaN ohne AlN-IL (a), mit 3,2 nm dicker AlN-IL (b) und mit 8 nm dicker AlN-IL (c)

Im Fall der AlN-IL mit einer Dicke von 8 nm ist ein anderer Verlauf der Versetzungslinien zu erkennen. Einige der Versetzungen beschreiben hierbei Bögen innerhalb der Zwischenschicht (Abb. 20). Nach Beendigung der AlN-IL setzen sie sich nahezu senkrecht zur Wachstumsebene fort und können daher nicht mit anderen Durchstoßversetzungen zusammenlaufen [62]. Wegen der größeren Dicke der AlN-Zwischenschicht, die oberhalb der nach dem Modell von Fischer et al. berechneten kritischen Schichtdicke von 4,9 nm liegt [55], steigt die Wahrscheinlichkeit zur

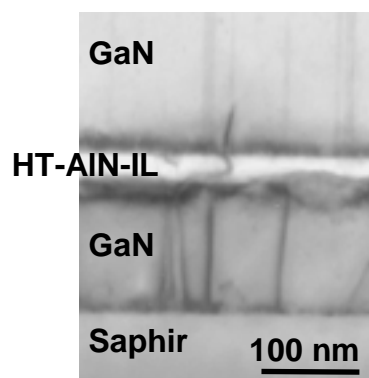


Abb. 20 XTEM-Aufnahme einer im Bogen verlaufenden Versetzungslinie in der 8 nm dicken HT-AlN-IL einer N-polaren GaN-Schicht

Bildung von Fehlanpassungsversetzungen mit dem Burgersvektor $b = \langle 0001 \rangle$ in der AlN-IL. Diese Versetzungen wiederum neigen zur Bildung von Bögen in der AlN-

Zwischenschicht. Damit kann die geringere Reduktion der Versetzungsdichte im Vergleich zu dünneren HT-AlN-ILs erklärt werden.

Eine Reduktion der Dichte von Durchstoßversetzungen sollte sich positiv auf die Elektronenbeweglichkeit des Materials auswirken, da die Streuung an Versetzungen geringer ausfallen sollte. Daher wurden an der vorliegenden Probenreihe Hallmessungen in der Van-der-Pauw Geometrie vorgenommen. Hierzu wurde aus der Mitte der hergestellten Probenstücke jeweils ein Rechteck mit den Kantenabmessungen von 7 mm und 8 mm herausgesägt. Mittels Elektronenstrahlverdampfung wurden Ti/Al-Kontakte mit einem Durchmesser von etwa 1 mm aufgebracht.

Die Ergebnisse der Hallmessungen bei Raumtemperatur sind in Abb. 21 dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass das Einfügen der 3,2 nm dicken HT-AlN-IL zu einem starken Anstieg der Elektronenbeweglichkeit führt. Gleichzeitig fällt die Hintergrundkonzentration an freien Elektronen geringfügig ab. Eine mögliche

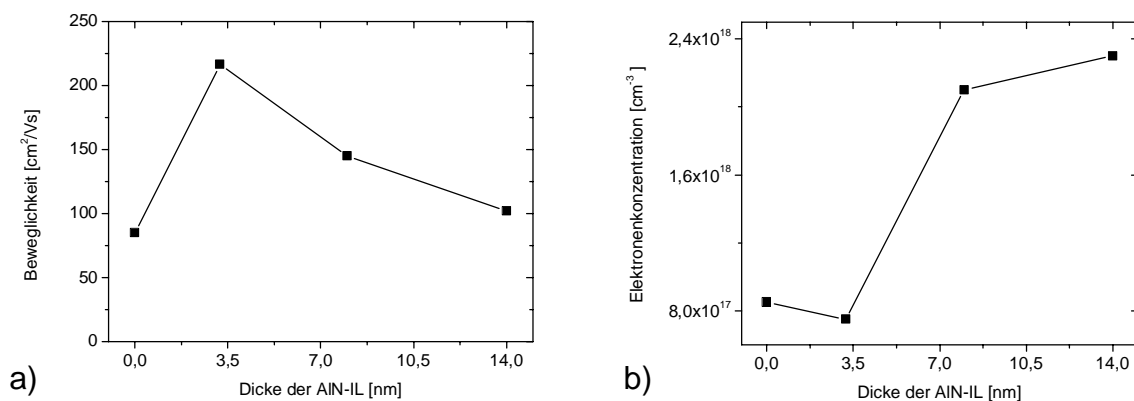


Abb. 21 Verlauf der Elektronenbeweglichkeit (a) und der Elektronenkonzentration (b) in Abhängigkeit von der Dicke der AlN-IL

Erklärung ist die effektive Abschirmung der defektreichen GaN/Saphir-Grenzschicht mit ihrer niedrigen Beweglichkeit, die bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichte von der Oberfläche her aufgrund ihrer geringen Dicke mit einer relativ geringen Gewichtung in die Gesamtkonzentration eingeht. Bei GaN-Basisschichten mit dickeren AlN-Zwischenschichten fällt die Elektronenbeweglichkeit wieder leicht ab, jedoch nicht unter den Wert der Referenzprobe ohne Zwischenschicht. Dieses Verhalten wird zum einen auf eine schlechtere Qualität der GaN/AlN-Grenzfläche aufgrund der wachsenden Relaxation der Zwischenschicht und dem damit verbundenen höherem

Stress in der GaN-Schicht zurückgeführt. Zum anderen korrelieren die Ergebnisse der Hallbeweglichkeiten sehr gut mit den Ergebnissen der TEM-Untersuchungen, so dass eine Einschränkung der Elektronenbeweglichkeit in Zusammenhang mit einer größeren Anzahl von Durchstoßversetzungen steht (Abb. 22). Der Anstieg der Hintergrundkonzentration über den Wert der Referenzprobe hinaus wird zu einem späteren Zeitpunkt diskutiert.

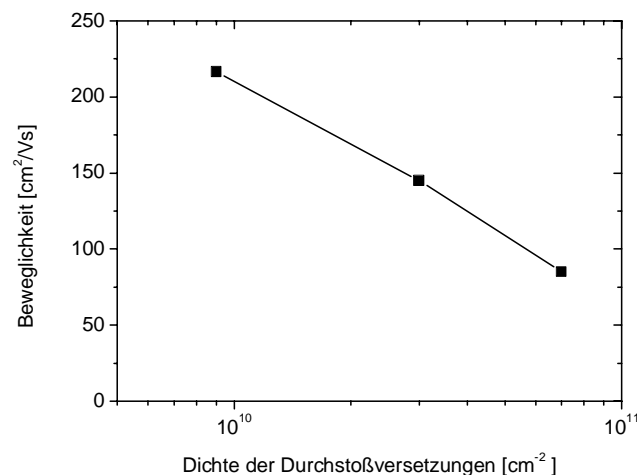


Abb. 22 Verlauf der Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Dichte der Durchstoßversetzungen

An der Referenzprobe und der Probe mit einer 3,2 nm dicken AlN-Zwischenschicht wurden zusätzlich noch temperaturabhängige Hallmessungen im Bereich zwischen 30 K und 300 K durchgeführt. Die Ergebnisse in Abb. 23 zeigen einen vollständig unterschiedlichen Verlauf der Elektronenbeweglichkeit und der Konzentration an freien Elektronen in Abhängigkeit von der Temperatur. Das klare Minimum der Elektronenkonzentration der Referenzprobe bei etwa 160 K deutet darauf hin, dass die Elektronen unterhalb von 160 K in einem flachen Donatorband „ausgefroren“ werden und Störstellenleitung hervorrufen. Diese Störstellenleitung wird mit einem stark degenerierten Gebiet an der GaN/Saphir-Grenzschicht in Verbindung gebracht [63]. Oberhalb von 160 K wird die elektrische Leitfähigkeit von Elektronen bestimmt, die durch thermische Anregung aus dem flachen Donatorniveau in das Leitungsband gelangen. Die fallende Elektronenbeweglichkeit mit sinkender Temperatur belegt, dass bei hohen Temperaturen die Streuung an optischen Phononen dominiert, während bei tiefen Temperaturen die Streuung an Defekten vorherrscht. Durch Einfügen einer

AlN-Zwischenschicht wird dieses Verhalten vollständig verändert. Der sehr steile Anstieg der Elektronenbeweglichkeit bei fallender Temperatur zeigt, dass der Einfluss der Streuung an Defekten in diesem Temperaturbereich keine große Rolle spielt und die Beweglichkeit der Probe bei höheren Temperaturen wiederum im wesentlichen durch optische Phononenstreuung limitiert ist. Daher kann davon ausgegangen werden, dass eine effektive elektrische Abschirmung der GaN-Basisschicht von der defektreichen GaN/Saphir-Grenzschicht mit Hilfe der AlN-IL erreicht worden ist. Außerdem deutet der Verlauf der Elektronenbeweglichkeit und -konzentration über der Temperatur auf ein 2DEG an der oberen GaN/AlN-Grenzschicht hin. In der Bildung eines 2DEGs kann auch ein Grund für die Erhöhung der Elektronenkonzentration bei dickeren AlN-Zwischenschichten gesehen werden. Auch der Abfall der Elektronenbeweglichkeit aufgrund der Ladungsträgerstreuung würde hiermit korrelieren.

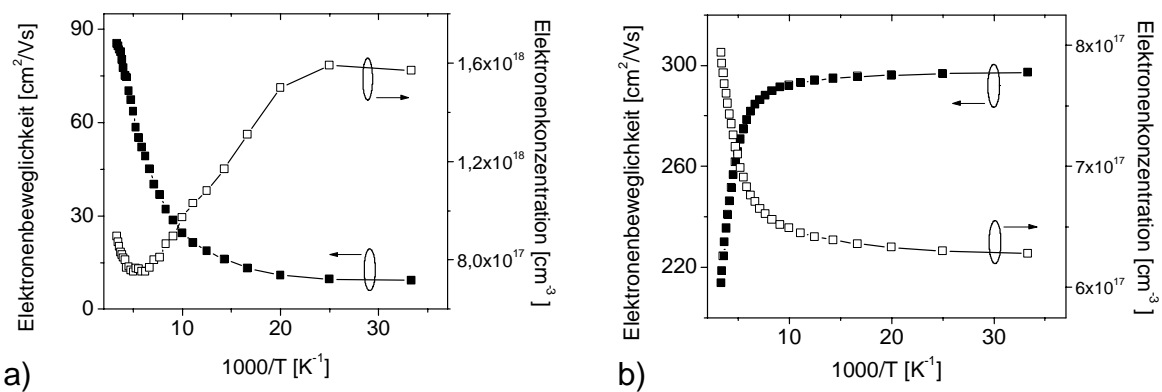


Abb. 23 Verlauf der Elektronenbeweglichkeit und -konzentration bei N-polarem GaN ohne AlN-IL (a) und mit 3,2 nm dicker AlN-IL (b) in Abhängigkeit von der Temperatur

5.2 Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten

Anhand von GaN-Basisschichten mit Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten sollte überprüft werden, ob eine weitere Reduktion der Dichte von Durchstoßversetzungen im Vergleich zur Verwendung von einer einzelnen dünnen HT-AlN-IL zu erreichen ist. Zur Herstellung der HT-AlN-MILs ist für jede einzelne Zwischenschicht eine Dicke von 3 nm bis 4 nm gewählt worden, da hierfür bei den Einzel-

schichten die besten Ergebnisse hinsichtlich der Reduktion der Versetzungsdichte erreicht wurden.

Die Ergebnisse der TEM-Untersuchungen an N-polaren Proben mit einer, drei und fünf Zwischenschichten sind in Tab. 5 zusammengefasst. Zum Vergleich ist auch das Resultat mit einer AlN-IL aus Kap. 5.1 mit eingetragen worden. Hierbei fällt zunächst der Unterschied der Defektdichten der Proben mit jeweils einer AlN-IL aus den unterschiedlichen Reihen auf. Dieses Verhalten ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf die Verwendung unterschiedlicher Stickstoffplasmaquellen und unterschiedliche Konfigurationen derselben zurückzuführen. Dadurch wird die Zusammensetzung des Plasmas hinsichtlich des Verhältnisses von Radikalen zu Ionen beeinflusst. Daraus können Veränderungen der Eigenschaften der GaN-Basissschichten resultieren, die in diesem Fall von den TEM-Ergebnissen hinsichtlich der Mikrostruktur dokumentiert werden. Eine genauere Untersuchung der Auswirkungen der Zustände der Plasmaquellen auf die Eigenschaften der Nitridschichten ist allerdings nicht Gegenstand dieser Arbeit. Außerdem sind insbesondere die unterschiedlichen Konfigurationen, die durch Reparaturen an den Plasmaquellen hervorgerufen wurden, nicht reproduzierbar einstellbar.

Reihe	Anzahl AlN-IL	Abstand der AlN-ILs	Versetzungsdichte
1	1	-	$0,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
2	1	-	$2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
2	3	100 nm	$1,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
2	5	100 nm	$1,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
3	1	-	$3,1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
3	3	300 nm	$8,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$

Tab. 5 Versetzungsdichten von N-polarem GaN in Abhängigkeit von der Anzahl und dem Abstand der AlN-Zwischenschichten

Bei Vergleich der Proben mit unterschiedlicher Anzahl von AlN-ILs der Reihe 2 wird deutlich, dass durch das Einbringen mehrerer Zwischenschichten keine wesentliche Reduktion der Defektdichte mehr zu erzielen ist. Die Verwendung von drei HT-AlN-ILs reduziert die Dichte der Durchstoßversetzungen lediglich um den Faktor 1,5. Eine weitere Erhöhung auf fünf AlN-Zwischenschichten bewirkt keine weitere Verbesse-

rung bezüglich der Defektdichte. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, dass das Verschmelzen von geraden und verbogenen Versetzungslinien größtenteils erst nach dem Wachstum von etwa 150 nm bis 250 nm GaN abgeschlossen ist [59]. Im Fall der hier betrachteten Reihe 2 sind zwischen den einzelnen AlN-ILs jedoch lediglich 100 nm GaN abgeschieden worden. Damit ist ein Zusammenwachsen der genannten Versetzungen nur in geringem Umfang möglich. In der dritten Untersuchungsreihe wurde daher der Abstand zwischen den einzelnen Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten auf etwa 300 nm vergrößert. Abb. 24 zeigt Hellfeld-PVTEM-Aufnahmen der N-polaren Strukturen mit einer (a) und drei (b) Zwischenschichten in Blickrichtung [1120]. Die Reduktion der Dichte von Durchstoßversetzungen ist dabei deutlich zu erkennen. Die Auswertung ergibt mit einer Defektdichte von $8,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ den für N-polare GaN-Basisschichten besten Wert dieser Arbeit. Im Vergleich zur Basisschicht mit nur einer HT-AlN-IL ergibt sich somit eine Verbesserung um den Faktor 3,5.

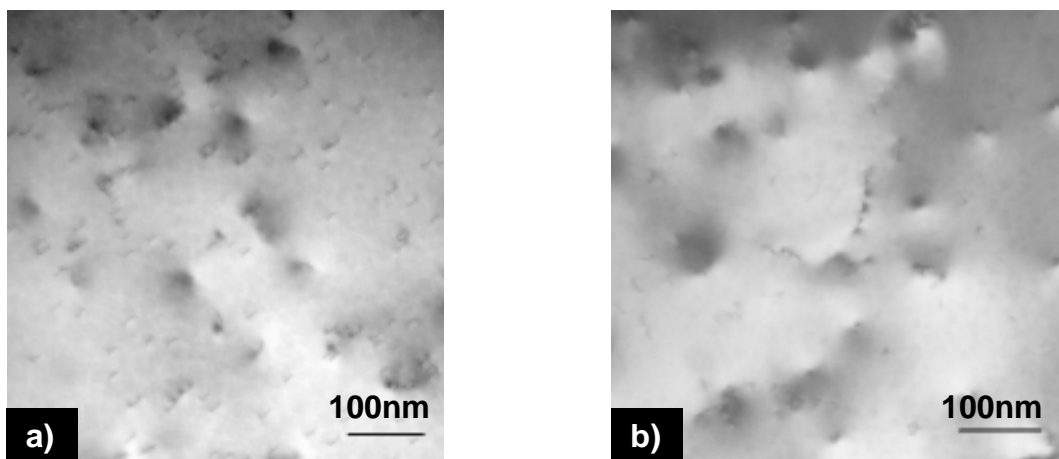


Abb. 24 Hellfeld-PVTEM-Aufnahme von N-polarem GaN mit einer AlN-IL (a) und drei AlN-ILs mit einem Abstand von jeweils 300 nm

In Tab. 6 sind die Ergebnisse der TEM-Untersuchungen an Ga-polaren GaN-Basisschichten zusammengestellt, die mit Hilfe einer Hochtemperatur-AlN-Nukleationschicht hergestellt worden sind. Hierbei wurden analog zu den N-polaren Strukturen zwei unterschiedliche Reihen charakterisiert, wobei die Dicke zwischen den einzelnen Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten zu 100 nm und 300 nm gewählt wurden. Die Resultate stimmen qualitativ mit denen der N-polaren Filme überein. In Abhängigkeit vom Zustand der Plasmaquelle ändert sich die Defektdichte beim Einsatz ei-

ner HT-AlN-IL. Damit wird die oben getroffene Annahme der Änderung der Plasmaeigenschaften weiter bestätigt. Die Dichte von Durchstoßversetzungen wird beim Übergang von einer auf drei Zwischenschichten mit einem Abstand von jeweils etwa 100 nm nur um den Faktor 1,4 reduziert. Die Erhöhung auf fünf AlN-ILs bei gleichem Abstand bringt keine erkennbare Verbesserung der Defektdichte mehr. Wird hingegen der Abstand zwischen den einzelnen Zwischenschichten auf 300 nm erhöht, so sinkt im Fall der Ga-polaren GaN-Basisschichten mit drei HT-AlN-ILs die Anzahl der Versetzungen im Vergleich zur GaN-Basisschicht mit nur einer HT-AlN-IL um einen Faktor von 5,2 auf $8,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Dies ist der beste im Rahmen dieser Arbeit erzielte Wert für die Versetzungsdichte von Ga-polaren GaN-Basisschichten, der sich allerdings nur unwesentlich von dem Minimalwert bei N-polaren Schichten unterscheidet.

Reihe	Anzahl AlN-IL	Abstand der AlN-ILs	Versetzungsdichte
1	1	-	$5,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
1	3	100 nm	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
1	5	100 nm	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
2	1	-	$4,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
2	3	300 nm	$8,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$

Tab. 6 *Versetzungsdichten von Ga-polarem GaN in Abhängigkeit von der Anzahl und dem Abstand der AlN-Zwischenschichten*

Die Ergebnisse der Hallmessungen in Van-der-Pauw Geometrie für alle Untersuchungsreihen mit Variation der Anzahl der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten und der Abstände der einzelnen AlN-ILs sind in Tab. 7 aufgelistet. Dabei ist im wesentlichen festzustellen, dass mit dem Einfügen der ersten AlN-IL die Elektronenbeweglichkeit der N-polaren Proben bis um den Faktor 6 erhöht wird. Bei Ga-polaren Schichten kann dieser Vergleich nicht durchgeführt werden, da die Proben ohne AlN-IL nicht mit Hallmessungen zu charakterisieren waren. Das Einbringen weiterer Zwischenschichten ändert die Beweglichkeit der Elektronen im Vergleich zu einer AlN-IL nur unwesentlich. Bezüglich der Konzentration an freien Elektronen ist zu sehen, dass diese bei N-polaren GaN-Basisschichten mit einer AlN-IL im Vergleich zu den entsprechenden ohne AlN-IL stets geringfügig niedriger ausfällt. Bei Verwen-

derung von AlN-MILs ist ein leichter Anstieg der Elektronenkonzentrationen zu beobachten.

Reihe	Anzahl AlN-IL	Polarität	Abstand der AlN-ILs [nm]	μ_n [cm ² /Vs]	n [cm ⁻³]
1	-	N	-	85,1	$8,5 \cdot 10^{17}$
1	1	N	-	216,4	$7,5 \cdot 10^{17}$
2	-	N	-	95,6	$1,2 \cdot 10^{17}$
2	1	N	-	592	$3,8 \cdot 10^{17}$
2	3	N	100	592	$1,2 \cdot 10^{18}$
2	5	N	100	588	$1,2 \cdot 10^{18}$
3	-	N	-	17,5	$3,0 \cdot 10^{17}$
3	1	N	-	84,6	$2,6 \cdot 10^{17}$
3	3	N	300	237,3	$3,1 \cdot 10^{17}$
1	1	Ga	-	325,5	$1,3 \cdot 10^{17}$
1	3	Ga	100	326,4	$5,5 \cdot 10^{17}$
1	5	Ga	100	289,3	$1,6 \cdot 10^{18}$
2	1	Ga	-	126,7	$7,8 \cdot 10^{16}$
2	3	Ga	300	122,6	$8,5 \cdot 10^{16}$

Tab. 7 Elektronenbeweglichkeit und –konzentration von N-polarem und Ga-polarem GaN in Abhängigkeit von der Anzahl und dem Abstand der AlN-Zwischenschichten

In den vorherigen Kapiteln ist als Ursache für den Anstieg der Elektronenbeweglichkeit die Reduktion der Versetzungsdichte genannt worden. Das Absinken der Elektronenkonzentration bei Verwendung einer einzelnen dünnen AlN-Zwischenschicht ist auf eine effektive Abschirmung der GaN/Saphir-Grenzschicht in Verbindung mit einem relativ geringen Beitrag der defektreichen Grenzschicht zum Gesamtwert der Hintergrundkonzentration zurückgeführt worden. Das Ausbleiben einer weiteren Erhöhung der Beweglichkeit nach Einfügen mehrerer AlN-ILs ist mit dem Anstieg der Elektronenkonzentration gekoppelt. Dieses Verhalten kann durch die Ausbildung von schwachen 2DEGs an den unteren AlN/GaN-Grenzschichten im Falle von Ga-polaren Basisschichten und an den oberen Grenzschichten im Falle von N-polaren GaN-Basisschichten erklärt werden. Bei den großflächigen Hallmessungen werden die Beiträge von Schichten mit unterschiedlicher Elektronenkonzentration und

-beweglichkeit entsprechend ihrer Dicke gemittelt und zu einer Gesamtkonzentration und -beweglichkeit zusammengefasst. Durch die erhöhten Ladungsträgerdichten in den schwachen 2DEGs an den Grenzflächen der Zwischenschichten kommt es zu einer scheinbar leichten Erhöhung der Hintergrundkonzentration der GaN-Basis-schichten. Auch in den nur schwach ausgebildeten 2DEGs besitzen die Elektronen eine hohe Beweglichkeit, die somit insbesondere bei Einbringen der ersten AlN-IL neben der reduzierten Versetzungsdichte ebenfalls zu der starken Erhöhung der gemessenen Ladungsträgerbeweglichkeit der GaN-Basissschicht beitragen. Das Ausbleiben einer weiteren Erhöhung der Elektronenbeweglichkeit bei Einfügen weiterer AlN-ILs ist damit erklärbar, dass die schwachen 2DEGs an den einzelnen AlN/GaN-Grenzflächen ähnliche Ladungsträgerbeweglichkeiten aufweisen. Da die Beiträge der 2DEGs zur Beweglichkeit mit ihrer geringen Dicke gewichtet werden, ist bei Einfügen von mehr als einer AlN-IL keine weitere Steigerung der Elektronenbeweglichkeit der GaN-Basissschicht mehr zu erwarten.

An zwei Vergleichsreihen für die im nächsten Kapitel untersuchten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen wurden XRD-Messungen vorgenommen, um zusätzliche Informationen über die strukturelle Qualität der GaN-Basissschichten zu erhalten. Es wurden sowohl $\omega/2\theta$ -Messungen zur Charakterisierung des vertikalen Schichtaufbaus als auch Rocking-Kurven (ω -scans) zur Beurteilung der Mosaizität der GaN-Filme durchgeführt. Hierbei wurden 2 μm dicke GaN-Basissschichten beider Polaritäten mit jeweils einer und drei sowie ohne AlN-Zwischenschichten verwendet.

Abb. 25 zeigt die Ergebnisse der $\omega/2\theta$ -Messungen für Ga- und N-polare GaN-Basis-schichten, wobei die gemessenen Kurven zum besseren Vergleich der Halbwertsbreiten jeweils so übereinander gelegt worden sind, dass die Beugungsmaxima beim idealen Bragg-Winkel des (002)-Reflexes zusammenfallen. Im Falle der Ga-polaren Schichten ist zu erkennen, dass die gemessenen Signale bezüglich des Zentralwinkels unsymmetrisch verlaufen, wobei eine Schulter zu kleineren Winkeln hin existiert (Abb. 25 a). Dieses Verhalten wird so erklärt, dass die GaN-Basissschicht nach dem Start ihres Wachstums von größeren c-Gitterkonstanten zu kleineren hin relaxiert. Dieses Verhalten wird durch die Verwendung einer AlN-Nukleationsschicht zum Einstellen der Ga-Polarität hervorgerufen. Dadurch nimmt die GaN-Schicht zunächst die kleinere a-Gitterkonstante des AlNs (0,3110 nm) an, bevor es mit zunehmender Schichtdicke immer weiter in Richtung der a-Gitterkonstanten des GaNs (0,3189 nm)

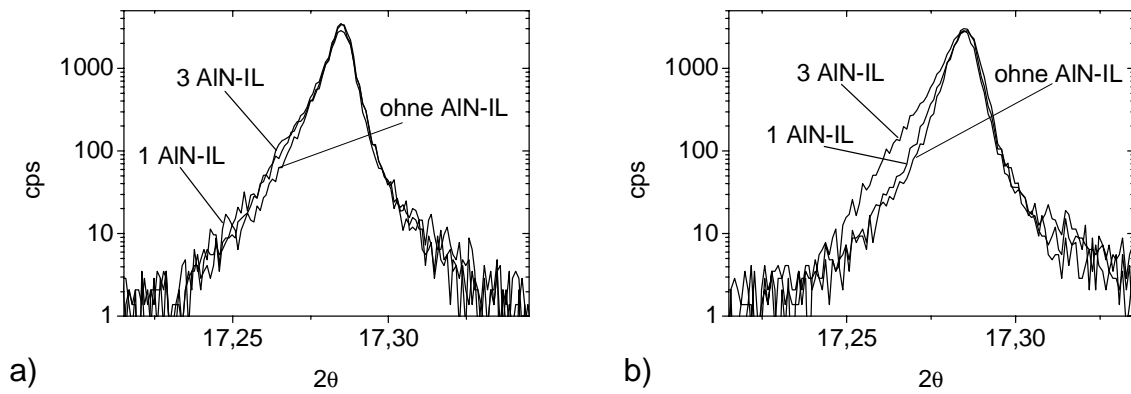


Abb. 25 XRD-Messungen ($\omega/2\theta$ -scans) an Ga-polaren (a) und N-polaren (b) GaN-Basisschichten bei Variation der Anzahl von AlN-ILs

relaxiert. Mit der Relaxation des lateralen Stresses geht die Relaxation der c-Gitterkonstanten des GaNs einher. Bei Verwendung von AlN-Zwischenschichten ist dieser Effekt entsprechend deutlicher ausgeprägt. Bei den N-polaren GaN-Basisschichten ist die Schulter zu kleineren Winkeln θ hin nur bei Verwendung von drei HT-AlN-ILs festzustellen (Abb. 25 b). Nur in diesem Fall wird demnach die a-Gitterkonstante des GaNs im Anfangsstadium des Schichtwachstums in Richtung

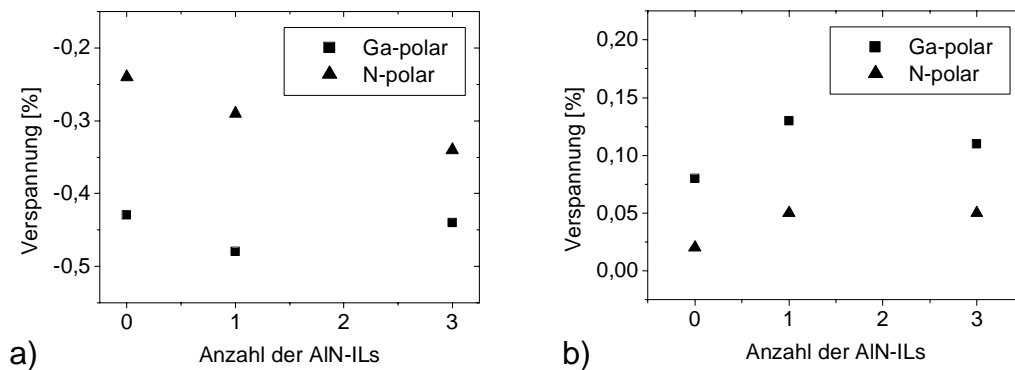


Abb. 26 Verspannung der GaN-Basisschichten bezogen auf die idealen Gitterkonstanten in a-Richtung (a) und c-Richtung (b) bei Variation der Anzahl von AlN-ILs in Abhängigkeit von der Polarität

der des AlNs verschoben. Erst bei der Abscheidung der 2 μm dicken Basisschicht findet dann wieder eine Relaxation hin zu den Gitterkonstanten des GaNs statt. Insgesamt betrachtet fällt daher die Verspannung sowohl in a- als auch in c-Richtung

in den N-polaren GaN-Schichten geringer aus als in den Ga-polaren GaN-Filmen (Abb. 26).

Die an den GaN-Basisschichten mit Ga-Polarität gemessenen Rocking-Kurven sind in Abb. 27 dargestellt, wobei die Kurven zum besseren Vergleich ebenfalls mit ihrer maximalen Beugungsintensität bei einem Winkel ω übereinander gelegt worden sind. Es ist eine geringe Variation der FWHM (full width at half maximum) in Abhängigkeit von der Anzahl der AlN-ILs zu beobachten, wobei das Minimum von 490 arcsec für die Probe mit einer einzelnen Zwischenschicht ermittelt wurde. Damit besitzt diese Struktur die geringste Mosaizität aller mit XRD charakterisierten Proben. Bei den GaN-Schichten mit N-Polarität wurden geringfügig höhere FWHM-Werte bestimmt, die alle etwa 550 arcsec betragen. Die in dieser Studie erzielten Werte für die Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven liegen damit im Bereich der üblicherweise bei Wachstum von GaN-Schichten mit MBE-Methoden erhaltenen Größenordnung.

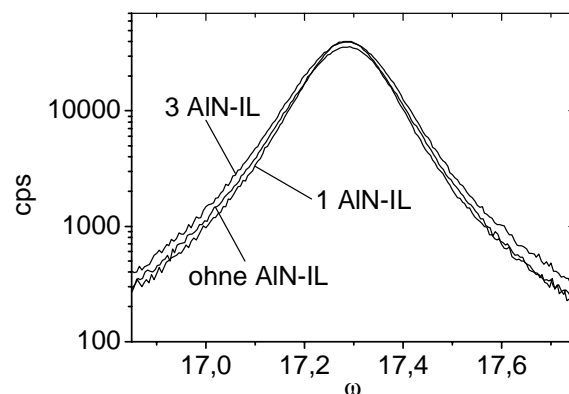


Abb. 27 XRD-Rocking-Kurven (ω -scans) von Ga-polaren GaN-Basisschichten bei Variation der Anzahl von AlN-ILs

5.3 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen

An normalen und invertierten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen sollen die Auswirkungen von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten auf die Eigenschaften von zweidimensionalen Elektronengasen untersucht werden. Der Nachweis für das Auftreten von 2DEGs ist alleine mit Hallmessungen nicht möglich. Die in AlGaN/GaN-Heterostrukturen auftretenden großen $\mu_n \cdot n_s$ -Produkte sind lediglich ein Hinweis auf eine Ladungsträgeranreicherung in diesen Strukturen. Ein Nachweis der Ladungsträger-

lokalisierung am Heteroübergang ist mit Hilfe von CV-Messungen möglich [11]. Bei dieser Messmethode wird die Erzeugung einer Raumladungszone im Halbleitermaterial unter einem Schottky-Kontakt zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte als Funktion der Tiefe ausgenutzt. Mit Hilfe dieses Verfahrens werden in der Regel homogen dotierte Halbleiter mit relativ niedriger Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit untersucht. Aufgrund seiner Tiefenauflösung eignet sich das Verfahren auch sehr gut zur Bestimmung der Lage des 2DEGs. Allerdings muss beachtet werden, dass die exakte Ladungsträgerverteilung nur schwierig zu bestimmen ist. Dies liegt an der großen Variation der Ladungsträgerdichte in einem Bereich von nur wenigen Nanometern, wodurch die Messung nur näherungsweise die Konzentration der freien Ladungsträger in Abhängigkeit von der Tiefe wiedergibt.

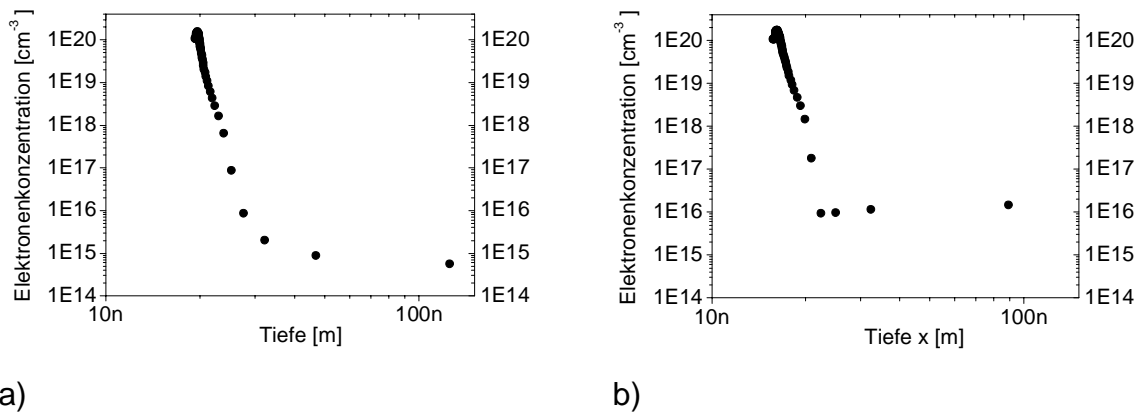


Abb. 28 Elektronenkonzentration in Abhängigkeit von der Tiefe bei einer normalen (a) und einer invertierten (b) AlGaIn/GaN-Heterostruktur (CV-Profil)

In Abb. 28 ist jeweils ein CV-Profil für eine normale (a) und eine invertierte (b) AlGaIn/GaN-Heterostruktur dargestellt. In beiden Fällen ist die Ausbildung eines 2DEGs anhand der Überhöhung der Ladungsträgerdichte deutlich zu erkennen. Außerdem kann den Kurven entnommen werden, dass die normale Struktur im Vergleich zur invertierten eine um etwa eine Größenordnung geringere Hintergrunddotierung aufweist. Zu den CV-Untersuchungen ist zu anmerken, dass im Fall der normalen Heterostrukturen mit Ausnahme einer Probe alle CV-Messungen erfolgreich durchgeführt werden konnten. Bei den inversen Strukturen hingegen war lediglich eine Probe mit AlN-Barriere messbar. Diese Problematik wird bei den inversen Heterostrukturen durch eine größere Hintergrundkonzentration in den GaN-Basissschichten hervorgerufen, da hierdurch auch die abschließenden Al_{0,3}Ga_{0,7}N-Deckschichten

eine Konzentration an freien Ladungsträgern von mehr als $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufweisen. Das Aufbringen von Schottkykontakten ist bei derartig hohen Ladungsträgerdichten nicht mehr möglich.

5.3.1 Normale Heterostrukturen

Die Resultate der Van-der-Pauw-Hallmessungen an den $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen mit Ga-Polarität sind in Tab. 8 zusammengefasst. Dabei fällt die Elektronenbeweglichkeit bei Verwendung der 2 μm dicken GaN-Basisschichten mit steigender Anzahl der eingefügten AlN-ILs ab. Dieses Verhalten ist nach den Ergebnissen der Untersuchungen an Strukturen ohne AlGaN-Barriere nicht zu erwarten gewesen. Aufgrund der reduzierten Defektdichte sollte vielmehr die Streuung an geladenen Defekten vermindert und somit die Beweglichkeit der Ladungsträger erhöht werden. Des Weiteren sind die Werte der Ladungsträgerflächendichte für 2DEGs der Heterostrukturen mit Zwischenschichten zum Teil extrem hoch. Die durch Polarisations-

Probe	$d_{\text{GaN-Basis}}$ [μm]	Anzahl AlN-IL	μ_n [cm^2/Vs]	n_s [10^{13} cm^{-2}]	$\mu_n \cdot n_s$ [$10^{16} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$]
TN1	2	0	798,5	1,55	1,24
TN2	2	1	705,3	2,04	1,44
TN3	2	3	644,9	4,16	2,68
TN4	1	1	728,1	1,53	1,11
TN5	1	3	730,7	1,76	1,29

Tab. 8 Ergebnisse der Hallmessungen an normalen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen

effekte theoretisch maximal erreichbare Ladungsträgerflächendichte sollte bei einer Al-Konzentration von 30 % und einer Barrierendicke von etwa 20 nm einen Wert von etwa $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nicht übersteigen können [11]. Es muss deshalb davon ausgegangen werden, dass ein nicht zu vernachlässigender Beitrag der mit Hilfe von Hallmessungen bestimmten Ladungsträgerflächendichte von der GaN-Basisschicht hervorgerufen wird.

Im vorhergehenden Kapitel konnte bereits gezeigt werden, dass bei Einfügen der Zwischenschichten die Konzentration an freien Ladungsträgern und deren Beweglichkeit in der GaN-Basisschicht erhöht wird. Dadurch ist die Basisschicht in Einheit mit den AlN-Zwischenschichten zumindest bei großflächigen Hallmessungen nicht mehr hochohmig genug, und es ist ein zum gewünschten Kanal unterhalb der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barriere paralleler Strompfad zu erwarten (Abb. 29). Dadurch entsteht im Prinzip ein Zweischichtsystem mit unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen und -beweglichkeiten. Aus diesem Grund wurde eine Vergleichsreihe von

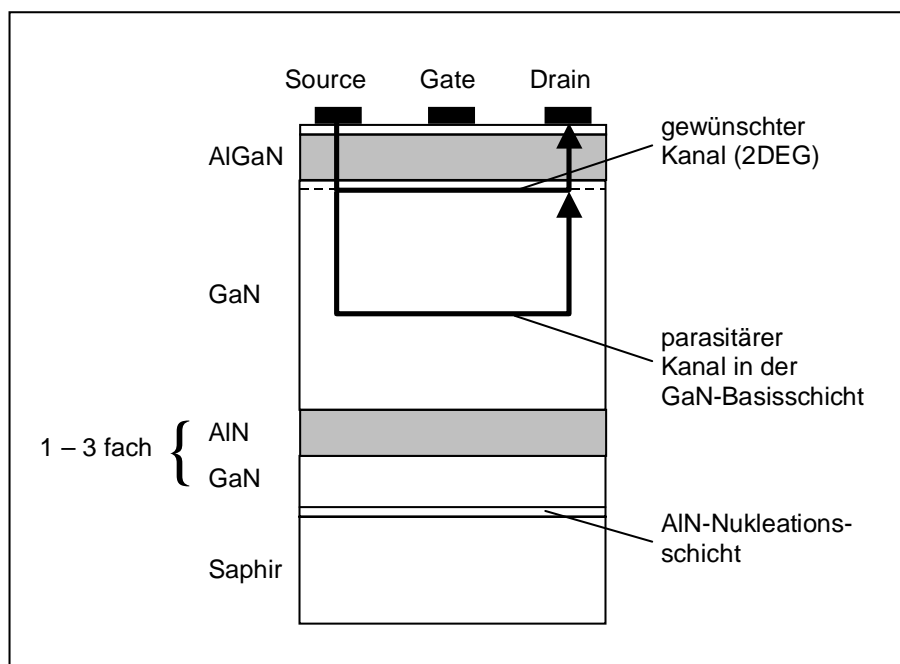


Abb. 29 Parasitärer Stromkanal parallel zum gewünschten (2DEG) in normalen AlGaN/GaN-Heterostrukturen

Nitridstrukturen mit 1 μm und 2 μm dicken GaN-Basisschichten mit und ohne HT-AlN-ILs hergestellt, bei denen im Vergleich zu den hier untersuchten Heterostrukturen lediglich die AlGaN-Barriere weggelassen wurde. Mit Hilfe von Hallmessungen an dieser Vergleichsreihe und unter Zuhilfenahme eines Zweischichtmodells können die elektronischen Eigenschaften des 2DEGs für eine Abschätzung aus den Hall-Daten für die Gesamtschicht extrahiert werden [64]. Hierbei wird für die Dicke der Kanalschicht (2DEG) ein Wert von 5 nm angenommen, der in etwa der Halbwertsbreite der durch CV-Messungen ermittelten Ladungsträgerverteilung entspricht. Die so berechneten Werte für die Elektronenbeweglichkeiten und -konzentrationen werden in Tab. 9 aufgelistet. Im Fall der AlGaN-Heterostruktur ohne HT-AlN-IL ist keine

Korrektur nötig, da in diesem Fall die GaN-Basisschicht so hochohmig ist, dass mittels Hallmessung keine Charakterisierung möglich ist. Bei Betrachtung der Heterostrukturen mit 2 μm dicken GaN-Basisschichten ist nach der Korrektur ein Anstieg der Beweglichkeiten in Abhängigkeit von der Anzahl der AlN-Zwischenschichten festzustellen. Außerdem ergeben sich für die Ladungsträgerflächendichten realistische Werte, die bei Erhöhung der Anzahl der AlN-ILs geringfügig zurückgehen. Damit korrelieren die Ergebnisse für die Elektronenbeweglichkeiten mit den ermittelten Versetzungsdichten. Bei geringerer Dichte der Durchstoßversetzungen ist aufgrund der reduzierten Streuung an geladenen Traps eine Erhöhung der Beweglichkeit der freien Elektronen zu erreichen.

Probe	$d_{\text{GaN-Basis}}$ [μm]	Anzahl AlN-IL	$(\mu_n)_k$ [cm^2/Vs]	$(n_s)_k$ [10^{13} cm^{-2}]	$(\mu_n \cdot n_s)_k$ [$10^{16} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$]
TN1	2	0	798,5	1,55	1,24
TN2	2	1	812,0	1,45	1,18
TN3	2	3	1097,5	1,16	1,27
TN4	1	1	742,5	1,46	1,08
TN5	1	3	879,0	1,10	0,97

Tab. 9 Ergebnisse der Hallmessungen an normalen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen unter Berücksichtigung der Korrektur nach dem Zweischichtmodell nach Look [64]

5.3.2 Inverse Heterostrukturen

Analog zu den Untersuchungen an den normalen Heterostrukturen wurde auch bei den inversen Heterostrukturen zusätzlich eine Vergleichsreihe ohne AlGaN-Barriere hergestellt, um die elektronischen Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases abschätzen zu können. Die nach dem Zweischichtmodell berechneten Elektronenbeweglichkeiten und Ladungsträgerflächendichten der Hallmessungen sind in Tab. 10 zusammengestellt.

Probe	$d_{\text{GaN-Basis}}$ [μm]	Anzahl AlN-IL	$(\mu_n)_k$ [cm^2/Vs]	$(n_s)_k$ [10^{13} cm^{-2}]	$(\mu_n \cdot n_s)_k$ [$10^{16} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$]
TI1	2	0	846,6	1,47	1,24
TI2	2	1	733,2	1,53	1,12
TI3	2	3	671,0	2,31	1,55

Tab. 10 Ergebnisse der Hallmessungen an inversen $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen unter Berücksichtigung der Korrektur nach dem Zweischichtmodell nach Look [64]

Im Unterschied zu den semiisolierenden Ga-polaren GaN-Basisschichten konnten auch bei N-polaren Basisschichten ohne AlN-Zwischenschichten Hallmessungen erfolgreich durchgeführt werden. Somit ist bei den N-polaren Heterostrukturen auch für die Proben ohne Zwischenschicht eine Korrektur der Elektronenbeweglichkeiten und Ladungsträgerflächendichten erforderlich. Es ist unmittelbar zu erkennen, dass die korrigierte Beweglichkeit der freien Elektronen im Kanal mit höherer Anzahl der HT-AlN-ILs zurückgeht. Somit kann keine Korrelation zu der in Kapitel 5.2 festgestellten reduzierten Defektdichte hergestellt werden, die einen Anstieg der Elektronenbeweglichkeit zur Folge haben müsste. Tab. 10 ist aber auch zu entnehmen, dass bei Erhöhung der Anzahl der AlN-Zwischenschichten eine erhebliche Steigerung der Ladungsträgerflächendichte auftritt. Bei Berücksichtigung dieser Tatsache ist ein Abfallen der Elektronenbeweglichkeit verständlich, da die Wahrscheinlichkeit der Streuung der Ladungsträger bei einer erhöhten Dichte ansteigt. Eine plausible Erklärung für den Anstieg der Ladungsträgerflächendichte kann an dieser Stelle nicht gegeben werden.

Eine weitere Ursache für die niedrigeren Beweglichkeiten der freien Elektronen ist in der erhöhten Rauigkeit der GaN/AlGaN-Grenzfläche zu sehen, die mit Hilfe von AFM-Aufnahmen ermittelt worden ist. In Abb. 30 sind die Oberflächen der drei Vergleichsproben mit unterschiedlicher Anzahl der HT-AlN-ILs dargestellt. Hierbei wird nicht direkt die Grenzfläche betrachtet, an der sich das 2DEG bei Fortsetzung der Heterostruktur ausbildet. Es ist aber davon auszugehen, dass sich die Morphologie der Oberflächen bei Aufbringen nominell identischer $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barrieren und GaN-Kanalschichten bei den einzelnen Proben gleichförmig entwickelt. Die Oberflächenrauigkeit erhöht sich innerhalb der untersuchten Vergleichsreihe von $r_{\text{rms}} = 0,18 \text{ nm}$

für die Struktur ohne AlN-IL über $r_{\text{rms}} = 0,25 \text{ nm}$ für die Probe mit einer AlN-IL auf $r_{\text{rms}} = 0,37 \text{ nm}$ für den Film mit drei AlN-ILs. Alle drei Werte stellen für N-polare Basisschichten ausgezeichnete Ergebnisse dar, die bisher noch von keiner Forschungsgruppe dokumentiert worden sind. Dennoch ist aufgrund der Grenzflächenstreuung eine Reduktion der Elektronenbeweglichkeit bei den Proben mit AlN-IL denkbar, da hierfür eine Aufräumung der Grenzfläche auf atomarer Skala ausreichend ist.

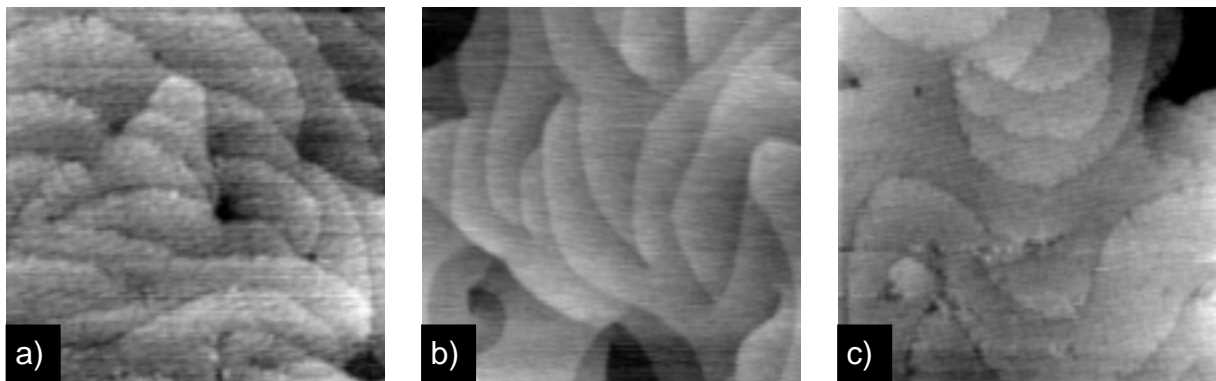


Abb. 30 AFM-Aufnahmen der Oberflächen von N-polarem GaN ohne AlN-IL (a), mit 1 AlN-IL (b) und mit 3 AlN-IL (c)

Zum Abschluss der Untersuchungen der inversen Heterostrukturen sollen noch zwei Proben mit AlN-Barriere vorgestellt werden (Tab. 11). Die im Vergleich zu $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barrieren höheren polarisationsinduzierten Felder sollten zu höheren Ladungsträgerflächendichten im 2DEG führen. Die ermittelten korrigierten Werte für die beiden Heterostrukturen mit AlN-Barriere fallen allerdings tatsächlich niedriger aus als bei Verwendung von $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barrieren. Dieses Verhalten könnte mit einer zu geringen Dicke der AlN-Barrieren zusammenhängen, die bei den untersuchten Strukturen nominell 4 nm (TI5) und 6 nm (TI4) betragen sollten. Der Trend einer niedrigeren Ladungsträgerflächendichte bei geringer Barrierendicke ist anhand der beiden hergestellten Proben zu erkennen. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit Berechnungen aus der Literatur, die eine höhere Ladungsträgerflächendichte bei dickeren Barrieren vorhersagen [11]. In Verbindung mit den relativ niedrigen Ladungsträgerflächendichten stellen sich bei den beiden untersuchten Proben sehr hohe Elektronenbeweglichkeiten ein. Hierbei erreicht die Probe TI5 mit einer 2 μm dicken GaN-Basisschicht und der etwa 4 nm dünnen AlN-Barriere mit $1126 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ den höchsten Wert im Rahmen dieser Arbeit.

Probe	$d_{\text{GaN-Basis}}$ [μm]	Anzahl AlN-IL	$(\mu_n)_k$ [cm^2/Vs]	$(n_s)_k$ [10^{13} cm^{-2}]	$(\mu_n \cdot n_s)_k$ [$10^{16} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$]
TI4	1	1	1069,9	0,95	1,02
TI5	2	0	1126,2	0,78	0,88

Tab. 11 Ergebnisse der Hallmessungen an inversen AlN/GaN-Heterostrukturen unter Berücksichtigung der Korrektur nach dem Zweischichtmodell nach Look [64]

6 Eigenschaften von AlGaN/GaN-Heterostruktur-Transistoren

Als Ausgangspunkt für die Entwicklung von AlGaN/GaN-Heterostruktur-Transistoren können die kommerziell erhältlichen elektronischen Bauelemente des technologisch sehr gut beherrschten AlGaAs/GaAs-Systems angesehen werden. Deren eigentliche Stärke liegt im Bereich der Hochfrequenzanwendungen. Mit Hilfe von AlGaAs/GaAs-HEMTs (high electron mobility transistor) sind Bauelemente für den Frequenzbereich oberhalb von 100 GHz erhältlich. Die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Verbindungshalbleiter zeichnen sich im Vergleich zum System der Arsenide durch deutlich höhere Durchbruchspannungen, bessere thermische Leitfähigkeiten und höhere Sättigungsgeschwindigkeiten der Elektronen aus, wie Tab. 12 zeigt. Demnach sind auch AlGaN/GaN-HEMTs für Anwendungen im Hochfrequenzbereich hervorragend geeignet. Außerdem sind sie wegen ihrer höheren thermischen Stabilität (Tab. 12) gleichzeitig für Anwendungen der Leistungs- und Hochtemperaturelektronik prädestiniert. Hinzu kommen die bis um den Faktor zehn größeren piezoelektrischen Konstanten der Nitride im

Material	E_g [eV]	E_D [10^6 V/cm]	λ [W/cmK]	v_{sat} [10^7 cm/s]	T_S [°C]
GaAs	1,4	0,4	0,5	2,0	1238
α -AlN	6,19	11,7	2,5	2,0	3000
α -GaN	3,45	3,3	1,3	3,0	1700

Tab. 12 Physikalische Eigenschaften von GaAs und hexagonalem AlN und GaN

Vergleich zu den Arseniden sowie die große spontane Polarisierung. Dadurch sind die polarisationsinduzierten Felder und die damit verbundenen Grenzflächenladungen an Heteroübergängen im Nitrid-System sehr viel stärker ausgeprägt als im Arsenid-System. Dies hat zur Folge, dass zur Erzeugung von zweidimensionalen Elektronengasen mit hohen Ladungsträgerflächendichten und Elektronenbeweglichkeiten bei den AlGaN/GaN-Heterostrukturen keine Modulationsdotierung erforderlich ist. Damit kann der Aufwand zur Abscheidung der für die elektronischen Bauelemente notwendigen Schichten mittels epitaktischer Verfahren (MOCVD, MBE) reduziert werden. Insbesondere kann auf eine Dotierung während der gesamten Deposition der epitaktischen Schichten verzichtet werden, womit auch die Abscheidung von so genannten Abstandsschichten hinfällig ist. Diese Abstands-

schichten sind notwendig, um die dotierte AlGaAs-Schicht zum einen vom GaAs-Kanal zu trennen und zum anderen die Barrierenhöhe für den Schottky-Kontakt an der Oberfläche zu erhöhen. In Abb. 31 ist der schematische Aufbau einer AlGaN/GaN-Hetero-Transistorstruktur einer vereinfachten AlGaAs/GaAs-Hetero-Transistorstruktur gegenübergestellt.

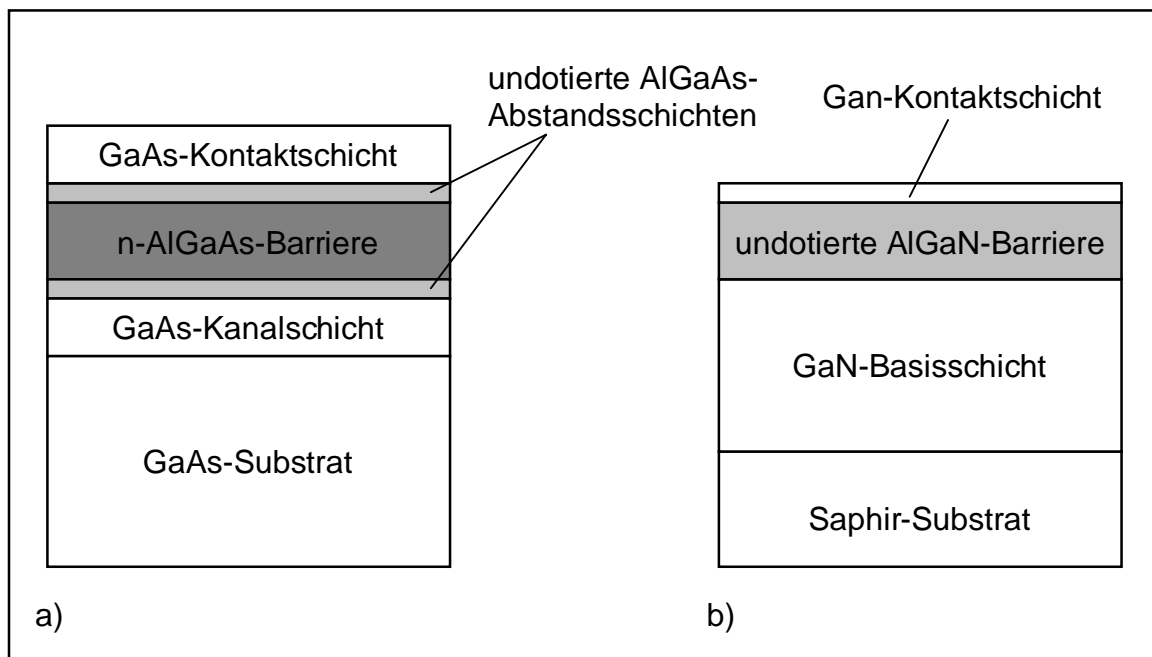


Abb. 31 Vereinfachter schematischer Aufbau einer AlGaAs/GaAs-Hetero-Transistorstruktur (a) und einer AlGaN/GaN-Hetero-Transistorstruktur (b)

Der Großteil der AlGaN/GaN-Transistorstrukturen wird immer noch auf Saphir (0001) als Substratmaterial hergestellt. Die besseren Ergebnisse hinsichtlich der Transistoreigenschaften sowohl im Gleichstrom- als auch im Wechselstrombetrieb lassen sich hingegen auf 6H-SiC-Substraten erzielen. Dieses Verhalten hängt insbesondere mit der geringeren Fehlanpassung bei dem Wachstum der Gruppe-III-Nitride auf SiC im Vergleich zu Saphir zusammen, wodurch sich in den hergestellten Heterostrukturen eine geringere Versetzungsdichte einstellt. Außerdem besitzt dotiertes SiC mit $3,3 \text{ W/cm K}$ eine um den Faktor 2,5 höhere thermische Leitfähigkeit als das AlGaN/GaN-System. Dadurch kann die durch große Leistungsdichten hervorgerufene Wärme besser abgeleitet werden. Der hohe Beschaffungspreis für SiC-Substrate mit guter Qualität steht allerdings immer noch einer größeren Verbreitung bei der Deposition von AlGaN/GaN-Heterostrukturen im Wege.

Khan et al. haben 1993 den ersten mittels MOCVD-Verfahren hergestellten AlGaIn/GaN-HEMT mit einer Gate-Länge von $4\ \mu\text{m}$ und einer Gate-Weite von $150\ \mu\text{m}$ vorgestellt [65]. Die Elektronenbeweglichkeit des 2DEGs betrug bei Raumtemperatur $563\ \text{cm}^2/\text{Vs}$. Der maximale Drainstrom ergab sich zu $I_{D,\text{max}} = 50\ \text{mA}/\text{mm}$ und die Steilheit zu $g_m = 28\ \text{mS}/\text{mm}$ ($U_{GS} = 0,5\ \text{V}$, $U_{DS} = 25\ \text{V}$). Den schematischen Aufbau der verwendeten Heterostruktur zeigt Abb. 32. Als Substratmaterial wurde in diesem Fall Saphir (0001) verwendet. Nach der Abscheidung eines Niedertemperatur-AlN-Puffers wurde eine $600\ \text{nm}$ dicke GaN-Basisschicht epitaktisch gewachsen. Eine etwa $100\ \text{nm}$ dicke $\text{Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}$ -Barriere bildet den Abschluß der Schichtfolge für den HEMT. Khan et al. haben somit frühzeitig die hohen Elektronenbeweglichkeiten in AlGaIn/GaN-Heterostrukturen entdeckt und auf zweidimensionale Elektronengase zurückgeführt, sie konnten aber noch keine Erklärung für die Ursache der Bildung dieser 2DEGs geben. Hier brachten die Arbeiten von Bernardini et al. den entscheidenden Durchbruch [66]. Ihnen gelang es mit Hilfe theoretischer Betrachtungen die starken spontanen und piezoelektrischen Polarisierungseffekte zu deuten und mit der Ausbildung von 2DEGs in AlGaIn/GaN-Heterostrukturen in Verbindung zu bringen.

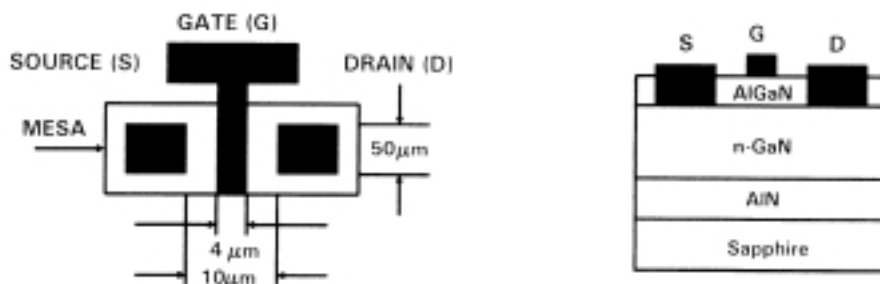


Abb. 32 Schematische Darstellung eines AlGaIn/GaN HEMTs in der Draufsicht (links) und im Querschnitt (rechts) [65]

In Folge der stetigen Entwicklung in der Prozesstechnologie sowohl bei der Abscheidung der AlGaIn/GaN-Heterostrukturen als auch bei der Prozessierung der Transistoren sind die ersten von Khan et al. dokumentierten Werte drastisch verbessert worden. Unter Verwendung einer $50\ \text{nm}$ dicken $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ -Barriere auf einer $550\ \text{nm}$ dicken GaN-Basisschicht mit einer Hintergrunddotierung von $5 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-2}$ wurde die bisher höchste Elektronenbeweglichkeit im 2DEG von $2019\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ bei Raumtemperatur erreicht, wobei SiC-Substrate verwendet worden sind [57]. Der maximale Drain-

strom konnte auf $I_{D,max} = 1,7 \text{ A/mm}$ [67] und die Steilheit auf $g_m = 280 \text{ mS/mm}$ gesteigert werden [68]. Der schematische Aufbau der hierbei benutzten Hetero-Struktur ähnelt der in Abb. 33 dargestellten.

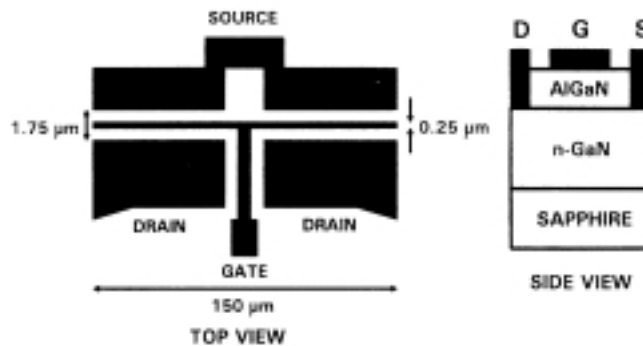


Abb. 33 Schematische Darstellung einer AlGaN/GaN HFET-Struktur in der Draufsicht (links) und im Querschnitt (rechts) [69]

Auch bei den Hochfrequenzeigenschaften konnten im Verlauf des letzten Jahrzehnts erhebliche Verbesserungen erzielt werden. In der ersten Veröffentlichung von frequenzabhängigen Messungen sind für die Transistfrequenz $f_T = 11 \text{ GHz}$ und für die maximale Schwingfrequenz $f_{max} = 35 \text{ GHz}$ erreicht worden [69]. Die in Abb. 33 gezeigte Heterostruktur ist ebenfalls auf Saphir abgescheiden worden. Die höchsten Werte werden zurzeit von Eastman et al. mit $f_T = 67 \text{ GHz}$ und $f_{max} = 140 \text{ GHz}$ berichtet [70]. Des Weiteren sind bei Verwendung von AlGaN/GaN-HEMTs auf Saphir bereits Ausgangsleistungen von $3,3 \text{ W/mm}$ bei Frequenzen von 18 GHz erreicht worden [71]. In diesem Fall wurde die AlGaN/GaN-Heterostruktur auf SiC deponiert. Diese Ergebnisse belegen das enorme Potenzial der Gruppe-III-Nitride für die Herstellung von Bauelementen zum Einsatz in der Hochfrequenz- und Leistungselektronik.

7 Herstellung und Charakterisierung von AlGaN/GaN-HEMTs

Die im Abschnitt 5.3 charakterisierten AlGaN/GaN-Heterostrukturen sind zum größten Teil zu HEMTs prozessiert worden. Damit sollte die Verbesserung der elektronischen Eigenschaften der Heterostrukturen bei Verwendung von HT-AlN-ILs mit einer Applikation demonstriert werden. Das Hauptaugenmerk im Rahmen dieser Arbeit lag nicht auf der Optimierung der einzelnen Prozessschritte zur Herstellung der HEMTs, sondern auf den Auswirkungen der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten auf die Eigenschaften des Bauelementes. Der prinzipielle Aufbau der Heterostruktur-Transistoren ist im vorhergehenden Kapitel beschrieben worden, somit wird in diesem Kapitel direkt mit der Beschreibung des Herstellungsprozesses für die HEMTs begonnen. Anschließend werden die Ergebnisse der Gleichstrommessungen an den Bauelementen dargestellt und diskutiert.

7.1 Prozessierung der HEMTs

Für die Prozessierung der HEMTs ist ein neuer Maskensatz entwickelt worden. Hierbei wurde berücksichtigt, dass die in GaN-Technologie gefertigten Bauelemente nicht nur für Hochleistungs- und Hochtemperaturanwendungen hervorragend geeignet sind, sondern auch für Höchsthochfrequenzanwendungen. Daher mussten die einzelnen Transistoren so konzipiert werden, dass sie auch mit Hilfe von speziellen Hochfrequenzmessköpfen charakterisiert werden können. Hierbei sind drei Messspitzen so zu einer Einheit zusammengefasst, dass die mittlere Spitze die Signalleitung übernimmt, während die beiden äußeren zum Anschließen der Masseleitung dienen. Daraus ergibt sich der in Abb. 34 gezeigte prinzipielle Aufbau der Transistoren. Die beiden äußeren Streifen dienen dabei zum Anschließen des Source-Gebietes der Transistoren. Der Drain-Anschluss ist oben in der Mitte und der Gate-Anschluss unten in der Mitte platziert. Außerdem ist der isolierte Mesabereich mit eingezeichnet.

Der Maskensatz setzt sich aus fünf Ebenen zusammen. Mit der ersten Maskenebene müssen die einzelnen Transistoren elektrisch voneinander isoliert werden. Diese Trennung erfolgt über das Entfernen der leitfähigen Bereiche zwischen den einzelnen Bauelementen mit Hilfe einer Mesa-Ätzung. Die Ätzung muss hierbei wenigstens

so tief ausgeführt werden, dass die Heteroübergänge mit den zweidimensionalen Elektronengasen durchbrochen werden. Daher wurde die Ätztiefe mit 150 nm bis 200 nm festgelegt. Hierbei war zu beachten, dass die Heterostrukturen in Abhängigkeit von der Polarität unterschiedliche Ätzraten aufweisen. Die Strukturierung erfolgte mit reaktivem Ionenätzen (RIE, reactive ion etching), wobei als Prozessgase Argon und Freon verwendet wurden.

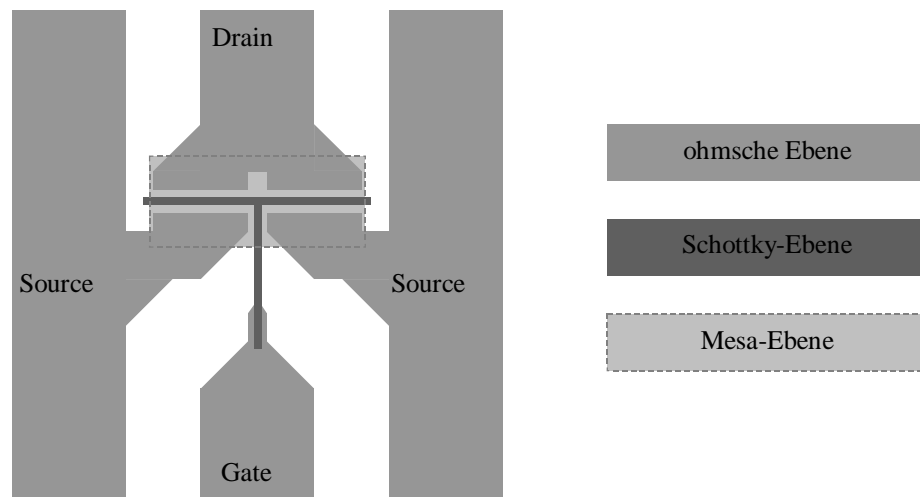


Abb. 34 Schematische Darstellung der verwendeten HEMT-Struktur (Draufsicht)

Die zweite Maskenebene wurde zur Definition der Source/Drain-Kontakte sowie des Gatepads benötigt. Bei diesem Prozessschritt wurde ein Umkehrprozess bei der Fotolithografie verwendet. Die standardmäßig verwendete Zweischichtmetallisierung Ti/Al wurde mit Elektronenstrahlverdampfung auf den mit Fotolack strukturierten Probenstücken abgeschieden. Dabei bilden die Metalle auf den freigelegten Halbleiterbereichen den gewünschten ohmschen Kontakt. Anschließend wurde mit einem Liftoff-Prozess die auf dem Fotolack liegende Metallschicht wieder entfernt. Nach dem Liftoff wurden die Kontakte bei 640 °C für 90 s in Stickstoffatmosphäre mit dem RTA-Verfahren (rapid thermal annealing) einlegiert. Die hierbei erreichten Kontaktwiderstände liegen in der Größenordnung von $10^{-3} \Omega \text{ cm}^2$. Bei zwei Proben wurde ein neues Metallisierungsschema mit Ti/Al/Ti/Au eingesetzt. Die nach dem Liftoff durchgeführte Temperung in N_2 -Atmosphäre bei 850 °C für 60 s führte zu Kontaktwiderständen von bis zu $7 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$, die im Vergleich zur Ti/Al-Metallisierung um etwa eine Größenordnung niedriger liegen. Außerdem wurde mit der Vierschichtmetallisierung ein ohmsches Verhalten der Kontakte erzielt, wohingegen bei der Zweischichtmetallisierung immer ein schwach nichtlineares Verhalten zu beobachten ist. Das

nichtlineare Verhalten der Source/Drain-Kontakte führt zu einer höheren Kniespannung der HEMTs, das ist die Spannung bei der der Transistor in die Sättigung übergeht. Auf den maximalen Drainstrom hat dies allerdings keinen Einfluß, da dieser im wesentlichen nur von der Leitfähigkeit des Kanals sowie dem Verhältnis der Gateweite zur Gatelänge (W/L-Verhältnis) bestimmt wird.

Die Schottky-Metallisierung für das Gate wurde mit der dritten Maskenebene ebenfalls mit einem Fotolithographieschritt definiert. Auch in diesem Fall wurde ein Liftoff-Prozess eingesetzt. Die technologisch minimal erreichbare Gatelänge betrug $2\ \mu\text{m}$. Dadurch war die Herstellung von Transistoren für Höchstfrequenzanwendungen nicht möglich, da hierzu Gatelängen im sub- μm -Bereich notwendig sind. In der Zukunft sollen mit einem neu beschafften Elektronenstrahlschreiber Gatelängen unterhalb von einem Mikrometer realisiert werden. Als Gatemetallisierung wurde eine Ni/Au-Doppelschicht verwendet, die mittels Elektronenstrahlverdampfung und thermischer Verdampfung abgeschieden wurde. Eine Zweischichtmetallisierung mit Pt/Au zur Erhöhung der Schottky-Barriere konnte aufgrund von Haftungsproblemen des Platins auf dem Halbleitermaterial nicht eingesetzt werden.

Mit Hilfe der vierten Maskenebene kann eine Kontaktverstärkung aus Au aufgebracht werden, um die Kontakte bei on-wafer Messungen zu schonen und das Bonden zu erleichtern. Als fünfte und letzte Maskenebene ist schließlich noch eine Passivierung der Oberfläche vorgesehen, um sie vor Umwelteinflüssen zu schützen. In Kapitel 2.3 wurde bereits ausgeführt, dass die positiven Grenzflächenladungen am AlGaIn/GaN-Heteroübergang, die durch die hohen polarisationsinduzierten elektrischen Felder erzeugt werden, zur Bildung des DEGs im wesentlichen durch Oberflächengrenzzustände kompensiert werden. Es ist daher denkbar, dass in Folge eines Alterungsprozesses der Oberflächen die Höhe der Ladungsträgerflächendichte im 2DEG herabgesetzt wird, was auch zu einer nachhaltigen Beeinträchtigung der Eigenschaften der HEMTs führen würde.

In Abb. 35 ist die REM-Aufnahme (Rasterelektronenmikroskopie) eines Ausschnitts eines fertig prozessierten HEMTs dargestellt. Die nominelle Gatelänge beträgt ebenso wie die Source-Gate- und Drain-Gate-Abstände $2\ \mu\text{m}$. Die tatsächliche Gatelänge wurde in diesem Fall zu $2,75\ \mu\text{m}$ bestimmt. Gleichzeitig betragen die Source-Gate- und Drain-Gate-Abstände nur $1,38\ \mu\text{m}$ und $1,68\ \mu\text{m}$.

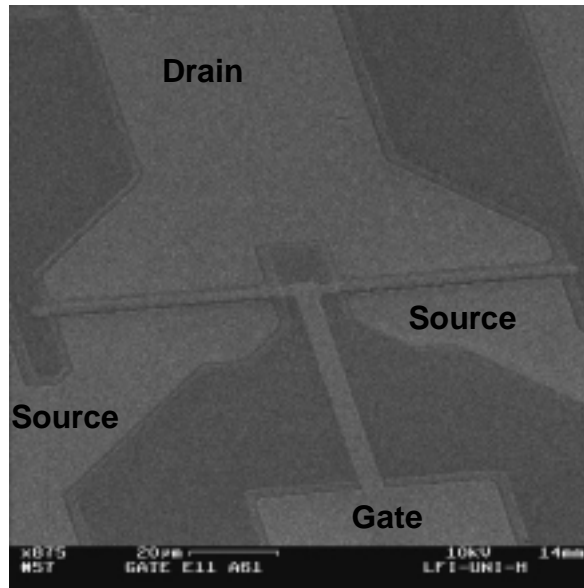


Abb. 35 REM-Aufnahme eines Ausschnitts eines fertig prozessierten HEMTs mit 100 μm Gateweite, einer effektive Gatelänge von 2,75 μm und effektiven Source-Gate- und Drain-Gate-Abständen von 1,38 μm und 1,68 μm

7.2 Gleichstrommessungen

Die fertig prozessierten Transistoren wurden mit Hilfe von Gleichstrommessungen untersucht. Auf nur außer Haus mögliche Hochfrequenzmessungen wurde in dieser Studie verzichtet, da aufgrund der relativ großen minimalen Gatelänge von $\geq 2 \mu\text{m}$ nur mäßige Hochfrequenzeigenschaften zu erwarten waren.

Die Ausgangskennlinienfelder zeigen die Abhängigkeit des Drainstromes I_D von der anliegenden Drainspannung U_{DS} mit der Gatespannung U_{GS} als Parameter. Aus der Anfangssteigung im Anlaufgebiet, auch Triodenbereich genannt, kann die Summe der parasitären Drain- und Source-Zuleitungswiderstände $R_D + R_S$ zwischen den ohmschen Kontakten und dem Gatebereich bestimmt werden. Im Betrieb des Transistors bewirkt ein Spannungsabfall über diesen Gebieten, dass über dem inneren (intrinsischen) Transistor eine geringere Spannung anliegt als über dem äußeren (extrinsischen) Transistor. Dadurch lässt sich über die äußeren Anschlüsse des Transistors nur die extrinsische Steilheit $g_{m,ext}$ messen, die im Vergleich zur intrinsischen Steilheit $g_{m,i}$ der Transistoren geringer ausfällt.

Die Übertragungskennlinie oder auch Steuerkennlinie stellt den Drainstrom I_D in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{GS} bei konstanter Drainspannung U_{DS} im Sätti-

gungsgebiet dar. Mit Hilfe der Darstellung $\sqrt{I_D}$ über U_{GS} lässt sich bei Extrapolation des Drainstromes auf $U_{GS} = 0$ V die Schwellspannung U_{th} bestimmen. Die Ableitung der Steuerkennlinie nach der Gatespannung bei konstanter Drainspannung führt auf die extrinsische Steilheit $g_{m,ext}$:

$$g_{m,ext} = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \right|_{U_{DS} = const.} \quad (16)$$

Die Steilheit ist ein Maß für die im gewählten Arbeitspunkt (U_{DS}) erreichbare Effizienz der Steuerung des Drainstromes über die Gatespannung. Mit der Näherung

$$g_{m,i} = \frac{g_{m,ext}}{1 - R_S g_{m,ext}} \quad (17)$$

kann die intrinsische Steilheit $g_{m,i}$ bei Kenntnis des parasitären Zuleitungswiderstandes R_S ermittelt werden. Mit verschwindendem R_S nähert sich die intrinsische Steilheit der extrinsischen wie erwartet an.

Mit der vereinfachenden Annahme, dass sich alle Elektronen unter dem Gate mit der gleichen effektiven Sättigungsgeschwindigkeit $v_{sat,eff}$ bewegen, die nicht mit der Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} im Bulkmaterial verwechselt werden darf, ist über

$$g_{m,i} = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \right|_{U_{DS} = const.} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r v_{sat,eff}}{d} \quad (18)$$

eine Abschätzung der effektiven Sättigungsgeschwindigkeit möglich [72]. Hierbei ist ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante der Schicht unter dem Gate und d der Schwerpunkt der Ladungsträgerverteilung, die mit Hilfe von CV-Messungen ermittelt werden kann.

Sämtliche Kenngrößen der Gleichstrommessungen wie Drainströme und Diodenströme, sowie Steilheiten und Widerstände werden auf die Gateweite normiert und in 1/mm angegeben. Dadurch ist ein einfacher Vergleich von Transistoren mit unterschiedlichen Gateweiten möglich.

Die Dimensionen und Kenndaten aller messbaren Transistoren sind in Tab. 13 zusammengestellt. Hierbei fällt auf, dass mit Ausnahme einer normalen Heterostruktur alle gemessen werden konnten, während bei den inversen Strukturen lediglich eine erfolgreich charakterisiert werden konnte. Für den Ausfall der normalen Struktur mit drei AlN-Zwischenschichten bei 2 μ m dicker GaN-Basissschicht ist ein nicht sperren-

der Gate-Kontakt verantwortlich. Eine Erklärung für dieses Problem konnte allerdings nicht gefunden werden. Für die Ausfälle der inversen Transistoren ist die wenigstens um eine Größenordnung höhere Hintergrunddotierung der inversen GaN-Basis-schichten in Bezug auf die normalen Basisschichten verantwortlich, die sich sehr wahrscheinlich auch in der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Barriere, dem GaN-Kanal sowie der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Deckschicht fortsetzt. Da sich sowohl die Source/Drainpads als auch das Gatepad auf der gleichen Halbleiterebene befinden, kann es zu einem parasitären Stromfluss zwischen Gate und Source bzw. Drain kommen, der nur von der anliegenden Spannung abhängig ist. Außerdem zeigen die Gate-Kontakte bei den inversen Strukturen nicht sperrendes Verhalten, was mit TLM-Messungen (transmission line method) nachgewiesen werden konnte.

	TN1	TN2	TN4	TN5	TI4
Gatelänge [μm]	2	2	2	2	2
Gateweite [μm]	100	100	100	100	100
R_S [$\Omega \text{ mm}$]	-	-	-	2,6	-
$g_{m,\text{ext}}$ [mS/mm]	56,2	97,2	83,5	139,5	89,6
$g_{m,\text{i}}$ [mS/mm]	-	-	-	220,4	-
U_{th} [V]	-5,7	-5,7	-4,8	-4,5	-5,8
$I_{D,\text{max}}$ [mA/mm]	266,6	605,5	429,2	687,9	504,9

Tab. 13 Dimensionen und Transistorkennndaten der messbaren AlGaIn/GaN-HEMTs

In Abb. 36 sind die Ausgangskennlinienfelder der Transistoren TN1 und TN2 dargestellt. Im Triodenbereich wird die unterschiedliche Güte der ohmschen Metallisierung anhand des flachen Auslaufs zu $U_{DS} = 0 \text{ V}$ hin deutlich, der mit einem Schottky-Verhalten der Strom-Spannungs-Kurve bei TLM-Messungen korreliert. Die Kontaktwiderstände wurden zu etwa $5 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ für TN2 und $3 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}^2$ für TN1 ermittelt, woraus eine Verschiebung der Kniespannung von etwa 7 V auf 8 V resultiert. Außerdem ist ein deutlicher Unterschied in der Höhe des Drainstromes festzustellen. Der maximale Drainstrom $I_{D,\text{max}}$ bei einer Gatespannung $U_{GS} = 2 \text{ V}$ erhöht sich von 266,6 mA/mm für TN1 auf 605,5 mA/mm für TN2 (Tab. 13). Diese Erhöhung ist nicht wesentlich auf die unterschiedlichen Kontaktwiderstände zurückzuführen. Lediglich

unterschiedliche Schichtwiderstände könnten zu einer Begrenzung des maximalen Drainstromes führen, wobei für beide Proben allerdings vergleichbare Werte von $660 \text{ } \Omega/\text{sq}$ für TN2 und $735 \text{ } \Omega/\text{sq}$ für TN1 ermittelt wurden.

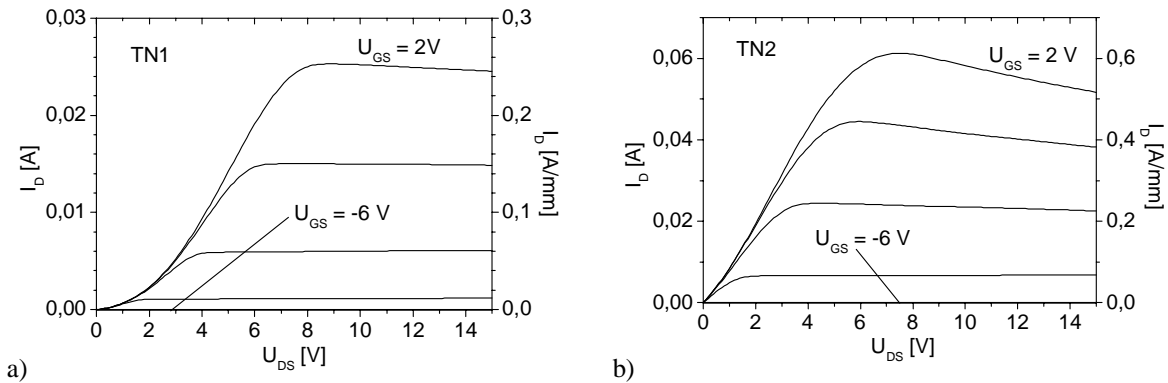


Abb. 36 Ausgangskennlinienfelder der Transistoren TN1 (a) und TN2 (b)

Der Grund für die Steigerung des Drainstromes ist demnach in dem unterschiedlichen Aufbau der Heterostruktur der beiden Proben zu sehen. Bei der Transistorstruktur TN2 ist im Gegensatz zur Struktur TN1 eine einzelne HT-AlN-IL eingefügt worden. Wie deutlich sichtbar führen die in Kapitel 5.3.1 dargestellten Verbesserungen der elektrischen Eigenschaften der Heterostruktur TN2 zu einer drastischen Steigerung des maximalen Drainstromes. Tab. 13 ist zu entnehmen, dass alle Transistorstrukturen mit einer oder drei AlN-Zwischenschichten einen höheren Wert für $I_{D,max}$ aufweisen als die Struktur TN1 ohne Zwischenschicht. Das gleiche Verhalten ist bezüglich der externen Steilheiten $g_{m,ext}$ zu beobachten. Da die effektive Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger im Kanal direkt proportional zur Steilheit ist (Gl. (18)), scheinen die strukturellen Verbesserungen der Heterostrukturen mit Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten direkt mit $v_{sat,eff}$ verknüpft zu sein. Aufgrund der unzureichenden Qualität der ohmschen Ti/Al-Kontakte kann eine Berechnung von $v_{sat,eff}$ nur für die Transistorstruktur TN5 vorgenommen werden, die als einzige messbare Struktur mit ohmschen Ti/Al/Ti/Au-Kontakten ausgestattet ist. Dabei ergibt sich ein Wert von $v_{sat,eff} = 0,6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Dieser Wert liegt um den Faktor zwei unter dem bisher höchsten publizierten Wert von $1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, der bei MOCVD-Material mit niedrigerer Ladungsträgerkonzentration im Kanal und kürzerer Gatelänge ermittelt wurde [73].

Der höchste in der Literatur erwähnte Wert für MBE-Material liegt bei $0,89 \cdot 10^7$ cm/s für Ga-polare Strukturen und bei $0,93 \cdot 10^7$ cm/s für N-polare Heterostrukturen [72].

In Abb. 37 ist das Ausgangskennlinienfeld der Transistorstruktur TN5 mit drei HT-AIN-ILs und einer 1 μ m dicken GaN-Basisschicht dargestellt. Außerdem ist der Verlauf der Steilheiten der drei Heterostrukturen TN1, TN2 und TN5 vergleichend aufgetragen. Im Ausgangskennlinienfeld ist wegen des hohen Drainstromes bei einer Gate-Source-Spannung von 2 V ein Abfallen des Stromes im Sättigungsbereich zu sehen. Dies ist auf die Erwärmung der Heterostruktur durch die hohen Leistungen zurückzuführen, die sich in einer Erhöhung des Schichtwiderstandes bemerkbar macht. Ein entsprechendes Absinken des Drainstromes ist auch im Ausgangskennlinienfeld der Struktur TN2 deutlich zu erkennen. Bei der Heterostruktur TN1 hingegen ist aufgrund des relativ niedrigen Drainstromes bei $U_{GS} = 2$ V und den damit verbundenen geringeren Leistungen nur ein sehr geringer Abfall im Sättigungsbereich vorhanden. Der Vergleich der Steilheiten in Abhängigkeit von der Gatespannung verdeutlicht noch einmal die unterschiedliche erzielte Höhe der Steilheiten. Zusätzlich zeigen die Kurven für Transistorstrukturen mit AIN-Zwischenschichten ein wesentlich breiteres Profil.

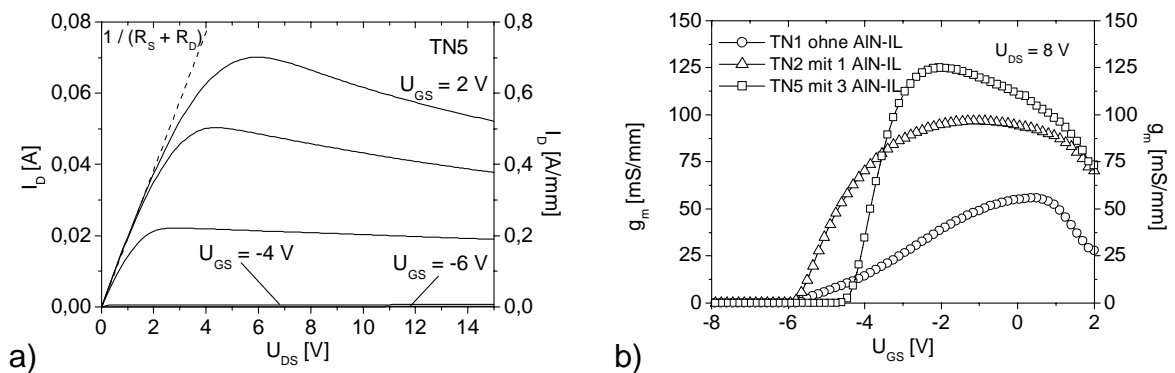


Abb. 37 Ausgangskennlinienfeld von Transistor TN5 (a) und Vergleich der Steilheiten der Transistoren TN1, TN2 und TN5 (b)

Das Ausgangskennlinienfeld der einzigen messbaren inversen Transistorstruktur TI4 ist in Abb. 38 dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Heterostruktur mit einer einzelnen AIN-IL und einer 1 μ m dicken GaN-Basisschicht. Außerdem wurde für diese Struktur eine AIN-Barriere verwendet. Die Kombination von HT-AIN-IL und AIN-Barriere ist wahrscheinlich der Grund dafür, dass in diesem Fall ein Schottky-Kontakt

realisiert werden konnte. Es muss demnach eine Reduktion der Hintergrundkonzentration an freien Elektronen in der oben liegenden GaN-Kanalschicht und der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ -Deckschicht der Heterostruktur vorliegen. Der Beweis hierfür konnte allerdings nicht erbracht werden.

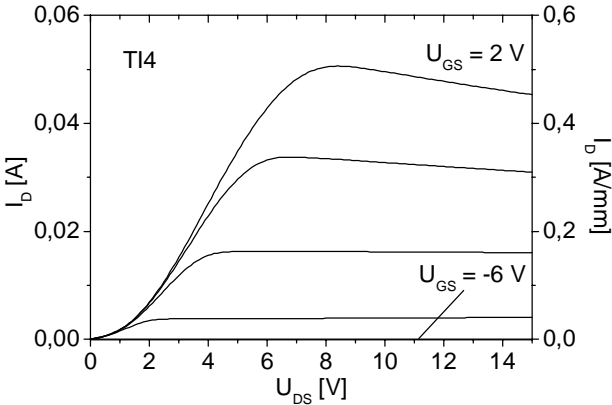


Abb. 38 Ausgangskennlinienfeld von Transistor T14

8 Diskussion der Ergebnisse

Die Versetzungsdichte der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten GaN-Basisschichten wird durch das Einbringen einzelner Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten um etwa eine Größenordnung reduziert. Die Höhe der Reduktion ist hierbei insbesondere abhängig von der Dicke der HT-AlN-IL. Das Einbringen von Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten mit einem Abstand von 300 nm führt zu einer weiteren Reduktion der Versetzungsdichte auf bis zu $8,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Damit ist ein Wert erreicht worden, der in derselben Größenordnung liegt wie die bisher besten dokumentierten Defektdichten in MBE-GaN von $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bis $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ [74]. Damit wird das Potenzial der Hochtemperatur-AlN-Mehrfachzwischenschichten im Hinblick auf die Steigerung der strukturellen Eigenschaften von GaN-Basisschichten deutlich.

Mit der Reduktion der Versetzungsdichten in den GaN-Basisschichten ist eine Steigerung der Ladungsträgerbeweglichkeiten in AlGaN/GaN-Heterostrukturen verbunden. Der bei normalen Strukturen erreichte Wert von $1098 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Ladungsträgerflächendichte von $1,16 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ist mit den höchsten weltweit mit MBE-GaN auf Saphir erzielten Ergebnissen von $1238 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $0,90 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ vergleichbar [15]. Die für die Kanalleitfähigkeit maßgeblichen im Rahmen dieser Arbeit erreichten $\mu_n \cdot n_s$ -Produkte der Ga-polaren AlGaN/GaN-Heterostrukturen mit 2 μm dicken GaN-Basisschichten zählen zu den besten bisher mit MBE-GaN erzielten Ergebnissen. Selbst bei Verwendung einer nur 1 μm dicken GaN-Basisschicht ist die Größenordnung der erreichten Werte der $\mu_n \cdot n_s$ -Produkte mit Werten aus der Literatur vergleichbar [41]. Die Lücke zu den bisher besten mit MOCVD-GaN auf SiC erreichten Werten von $2019 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ konnte allerdings nicht geschlossen werden. Von entscheidender Bedeutung aber ist die Tatsache, dass mit den AlN-ILs im Rahmen dieser Arbeit bessere Ergebnisse erzielt werden können als ohne. Bei einer weiteren Optimierung des Abscheideprozesses, die nicht das Thema dieser Studie ist, sollte die Qualität der Proben im Vergleich zu anderen Gruppen weiter gesteigert werden können.

Bei den inversen Heterostrukturen können nur bei Verwendung von AlN-Barrieren weltweit konkurrenzfähige Ladungsträgerbeweglichkeiten erzielt werden. Der höchste Wert dieser Studie von $1126 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ wird mit einer 4 nm dicken AlN-Barriere erreicht. Die geringeren Ladungsträgerbeweglichkeiten im Vergleich zu bisher veröffentlichten

Ergebnissen bei inversen Heterostrukturen [12] wird auf eine zu große Hintergrundkonzentration der Basisschichten zurückgeführt. Dennoch stellen die bei den hier untersuchten Heterostrukturen mit N-Polarität erreichten $\mu_n \cdot n_s$ -Produkte eine vielversprechende Basis für die Realisierung von HEMTs mit hohen maximalen Drainströmen dar. Dem entgegen steht allerdings die Schwierigkeit der Herstellung von Schottky-Kontakten mit ausreichender Barrierenhöhe, die bei der Darstellung der Ergebnisse der CV-Messungen erwähnt wurde und in einer zu großen Hintergrundkonzentration der Heterostruktur begründet ist. Zur Reduktion der Hintergrundkonzentration muss demnach doch eine Kompensationsdotierung des GaN-Basismaterials erfolgen, wie dies von Dimitrov vorgeschlagen wurde [12]. Die Entwicklung eines geeigneten Kompensationsverfahrens war allerdings nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die in Kapitel 7.2 vorgestellten Gleichstrommessungen an normalen HEMTs, die auf Basis der zuvor charakterisierten Heterostrukturen prozessiert worden sind, zeigen eindrucksvoll, dass mit Hilfe von HT-AlN-ILs eine erhebliche Steigerung des maximalen Drainstromes und der maximalen Steilheit zu erreichen ist. Die mit der Transistorstruktur TN5 erzielten Werte von $I_{D,max} = 687,9 \text{ mA/mm}$ und $g_{m,ext} = 139,5 \text{ mS/mm}$ liegen etwa ein Drittel unterhalb der international besten mit reinem MBE-Material auf Saphir dokumentierten Ergebnisse [15]. Bei der Bewertung muss allerdings die mit $0,75 \text{ }\mu\text{m}$ erheblich geringere Gatelänge im Vergleich zu der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Gatelängen von etwa $2,5 \text{ }\mu\text{m}$ berücksichtigt werden. Die Extraktion der effektiven Sättigungsgeschwindigkeit aus den Gleichstromkenndaten ist nur an der einzigen mit verbesserten Ti/Al/Ti/Au-Kontakten ausgestatteten Ga-polaren Transistorstruktur möglich. Dabei ergibt sich ein Wert von $v_{sat,eff} = 0,6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Dieser Wert liegt um den Faktor zwei unter dem bisher höchsten publizierten Wert von $1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, der bei MOCVD-Material mit niedrigerer Ladungsträgerkonzentration im Kanal und kürzerer Gatelänge ermittelt worden ist [73]. Der höchste in der Literatur erwähnte Wert für MBE-Material liegt bei $0,89 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ für Ga-polare Strukturen und bei $0,93 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ für N-polare Heterostrukturen [72].

Insgesamt betrachtet erreichen die in dieser Studie bezüglich der Transistoreigenschaften erzielten Resultate nicht ganz die bisher international dokumentierten Werte. Der Einsatz der hier vorgestellten HT-AlN-ILs in von anderen Gruppen hergestelltem höherwertigem Nitridmaterial sollte zu vergleichbaren Verbesserungen der

Transistorkennndaten führen, wie sie in dieser Arbeit dargelegt worden sind. Außerdem besteht bei der Prozessierung der AlGaIn/GaN-Heterostrukturen zu HEMTs im Fall der vorliegenden Arbeit insbesondere hinsichtlich der ohmschen Metallisierung und der minimalen Gatelängen noch Optimierungspotenzial. Damit sollten auch mit den hier vorliegenden Heterostrukturen Verbesserungen der Transistoreigenschaften realisierbar sein.

Außerdem ist die Höhe der Reduktion der Defektdichte bei den hier durchgeführten Experimenten zusätzlich abhängig von der Konfiguration der verwendeten Stickstoffplasmaquellen, womit offensichtlich die Plasmabedingungen verändert werden. Hierin ist ein Nachteil der Benutzung einer Plasmaquelle zur Bereitstellung der Stickstoffkomponente für das Wachstum von Gruppe-III-Nitriden zu sehen, da selbst nach Reparaturen an der Quelle oder dem Austausch durch eine nominell identische Quelle die Reproduzierbarkeit des Abscheideprozesses gefährdet ist.

9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe des Verfahrens der plasmaunterstützten Molekularstrahlepitaxie epitaktische Ga-polare und N-polare GaN-Basisschichten mit Verwendung von Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten auf (0001) Saphir hergestellt und bezüglich ihrer strukturellen und elektronischen Eigenschaften untersucht. Zur Charakterisierung des Wachstums wurde das in-situ zur Verfügung stehende oberflächensensitive RHEED-Verfahren eingesetzt. Die Struktur der hergestellten Schichten wurde mittels AFM, TEM und XRD charakterisiert. Die elektronischen Eigenschaften wurden mit Hilfe von Hallmessungen in Van-der-Pauw-Geometrie analysiert.

Die reproduzierbare Abscheidung von qualitativ hochwertigen N-polaren GaN-Basisschichten konnte im wesentlichen auf zwei Prozessschritte begrenzt werden. Nach einer schwachen Nitridierung der Saphirsubstrate, die mittels RHEED nachgewiesen werden konnte, wurde nach dem Absenken der Substrattemperatur die Deposition der GaN-Basisschicht durchgeführt. Hierbei konnten bei der direkten Abscheidung von GaN auf Saphir mit dem PAMBE-Verfahren erstmals Oberflächenrauigkeiten erzielt werden, die mit den besten zurzeit erreichten Werten bei MOCVD-GaN mit Ga-Polarität vergleichbar sind.

Zur Herstellung von Ga-polaren Basisschichten mit hoher Qualität musste in den Prozessablauf lediglich eine Hochtemperatur-AlN-Nukleationsschicht eingefügt werden, die bei der gleichen Substrattemperatur abgeschieden wurde wie die GaN-Basisschicht selbst. Nach dem Abkühlen der Proben konnte anhand von veränderten Rekonstruktionen im RHEED im Vergleich zu N-polaren Filmen der Polaritätswechsel festgestellt werden.

Das Einbringen der Hochtemperatur-AlN-Zwischenschichten erfolgte ebenfalls bei der Wachstumstemperatur der GaN-Basisschichten. Dadurch konnte zum einen der Prozessablauf im Vergleich zum Einsatz von Niedertemperaturzwischenschichten vereinfacht werden, da die Temperaturrampen zum Abkühlen und Aufheizen entfallen. Zum anderen konnte damit eine ungewollte Kontamination der Probenoberfläche mit Restgasen aus dem Prozessraum verhindert werden, die eine Erhöhung der Hintergrundkonzentration nach sich ziehen könnte.

Mit dem Einsatz einer einzelnen 3,2 nm dicken Hochtemperatur-AlN-Zwischenschicht konnte die mittels PVTEM bestimmte Defektdichte der N-polaren GaN-Basisschichten maximal um den Faktor sieben reduziert werden. In Korrelation zu diesen Ergebnissen wurde mit Van-der-Pauw-Hallmessungen eine erhöhte Ladungsträgerbeweglichkeit der GaN-Filme nachgewiesen. Die Reduktion der Defektdichte konnte mit Hilfe von XTEM-Aufnahmen erklärt werden. Aufgrund der Verbiegung von gerade verlaufenden Versetzungslinien kommt es oberhalb der AlN-IL zu einer Verschmelzung der verbogenen mit weiterhin gerade verlaufenden Versetzungslinien. Bei Überschreiten der rechnerisch ermittelten kritischen Schichtdicke der AlN-IL wurde eine geringere Absenkung der Defektdichte erreicht.

Die Versetzungsdichte in GaN-Basisschichten konnte bei Verwendung von 3 nm bis 4 nm dicken AlN-Mehrfachzwischenschichten weiter verringert werden, wenn zwischen den einzelnen HT-AlN-ILs wenigstens 300 nm GaN abgeschieden worden waren. Bei dünneren GaN-Filmen zwischen den AlN-ILs ist die Verschmelzung der Versetzungslinien noch nicht abgeschlossen. Im Falle von N-polaren GaN-Basisschichten ergab sich bei Verwendung von drei AlN-ILs eine weitere Reduktion der Defektdichte um den Faktor 3,5, während bei Ga-polaren GaN-Schichten ein Faktor von 5,2 erreicht wurde. Eine weitere Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit der GaN-Basisschichten konnte nicht festgestellt werden.

Gestützt durch die vorliegenden Ergebnisse der GaN-Basisschichten wurden $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostrukturen hergestellt. Mit Hilfe von CV-Messungen konnten sowohl an normalen (Ga-polaren) als auch an inversen (N-polaren) Heterostrukturen zweidimensionale Elektronengase nachgewiesen werden. Mittels Hallmessungen konnte festgestellt werden, dass bei den normalen Heterostrukturen die Ladungsträgerbeweglichkeit im 2DEG bei Verwendung von AlN-ILs erheblich gesteigert werden konnte.

Die Verbesserung der Qualität der mit HT-AlN-ILs hergestellten GaN-Schichten wurde anhand von HEMTs als Applikation demonstriert. Hierzu wurden die vorhandenen Heterostrukturen mit Hilfe eines neu entworfenen Maskensatzes zu HEMTs prozessiert. Es wurde gezeigt, dass der maximale Drainstrom und die maximale Steilheit bei Transistoren auf Basis von Heterostrukturen mit AlN-ILs im Vergleich zu Transistoren ohne AlN-IL erheblich auf $I_{D,\max} = 687,9 \text{ mA/mm}$ und $g_{m,i} = 220,4 \text{ mS/mm}$ gesteigert werden konnten.

Quellenverzeichnis

1. R. Juza, H. Hahn, "Über die Kristallstrukturen von Cu_3N , GaN und InN ", Z. Anorg. Allgem. Chem. **239**, (1938) 282
2. H. Grimmeiss, Z. H. Koelmans, "Über die Kantenemission und andere Emissionen des GaN", Z. Naturforschg, **14a**, (1959) 264
3. H. P. Maruska, J. J. Tietjen, "The preparation and properties of vapour-deposited single-crystal-line GaN", Appl. Phys. Lett., **15**, 10, (1969) 327
4. W. Seifert, R. Franzheld, E. Buttler, H. Sobotta, V. Riede, "The preparation and properties of vapour-deposited single-crystal-line GaN", Crystal Res. And Technol., **18**, 3, (1983) 383
5. J. I. Pankove, E. A. Miller, J. E. Berkeyheiser, "GaN blue light-emitting diodes", J. Luminescence, **5**, 1, (1972) 84
6. J. I. Pankove, "Luminescence in GaN", J. Luminescence, **7**, (1973) 114
7. H. Amano, I. Akasaki, T. Kozowa, K. Hiramatsu, N. Sawak, K. Ikeda, Y. Ishii, "Electron beam effects on blue luminescence of zinc-doped GaN", J. Luminescence, **40-41**, (1988) 121
8. S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, "High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures", Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 7A, (1995) L797
9. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, "InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, (1996) L74
10. J. S. Im, H. Kollmer, J. Off, A. Sohmer, F. Scholz, A. Hangleiter, "Reduction of oscillator strength due to piezoelectric fields in $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ quantum wells", Phys. Rev. B, **57**, (1998) R9435
11. O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures", J. Appl. Phys. **85**, 6, (1999) 3222
12. R. Dimitrov, M. Murphy, J. Smart, W. Schaff, J. R. Shealy, L. F. Eastman, "Two-dimensional electron gases in Ga-face und N-face AlGaIn/GaN heterostructures grown by plasma-induced molecular beam epitaxy and metalorganic chemical vapor deposition on sapphire", J. Appl. Phys. **87**, 7, (2000) 3375
13. S. Sonoda, S. Shimizu, X. Shen, S. Hara, H. Okumura, "Characterization of polarity of wurtzite GaN film grown by molecular beam epitaxy using NH_3 ", Jpn. J. Appl. Phys. **39**, (2000) L202
14. X. Q. Shen, T. Ide, S. H. Cho, M. Shimizu, S. Hara, H. Okumura, S. Sonoda, S. Shimizu, "Realization of Ga-polarity GaN films in radio-frequency plasma-assisted molecular beam epitaxy", J. Cryst. Growth **218**, (2000) 155
15. M. J. Murphy, K. Chu, H. Wu, W. Yeo, W. J. Schaff, O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, L. F. Eastman, "Molecular beam epitaxial growth of normal and inverted two-dimensional electron gases in AlGaIn/GaN based heterostructures", J. Vac. Sci. Technol. B, **17**, 3, (1999) 1252
16. M. Seilmann-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**, (1997) 2635
17. 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, (1998) 2114

18. C. Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik", Teubner Studienbücher, Stuttgart (1994)
19. F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, "Polarization-based calculation of the dielectric tensor of polar crystals", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 20 (1997) 3958
20. J. P. Ibbetson, P. T. Fink, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors", *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2, (2000) 250
21. O. Ambacher, M. S. Brandt, R. Dimitrov, T. Metzger, M. Stutzmann, R. A. Fischer, A. Miehr, A. Bergmaier, G. Dollinger, "Thermal stability and desorption of group III nitrides prepared by metal organic chemical vapor deposition", *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 6, (1996) 3532
22. K. Naniwae, S. Itoh, H. Amano, K. Itoh, K. Hiramatsu, I. Akasaki, "Growth of single crystal GaN substrate using hydride vapor phase epitaxy", *J. Cryst. Growth* **99**, 1-4, (1990) 381
23. S. Fischer, C. Wetzel, W. L. Hansen, E. D. Bourret-Courchesne, B. K. Meyer, E. E. Haller, "Properties of GaN grown at high rates on sapphire and on 6H-SiC", *Appl. Phys. Lett.* **69**, 18, (1996) 2716
24. C. R. Elsass, I. P. Smorchkova, B. Heying, E. Haus, P. Fini, K. Maranowski, J. P. Ibbetson, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, J. S. Speck, "High mobility two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **74**, 23, (1999) 3528
25. I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetury, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, "Polarization-induced charge and electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy", *J. Appl. Phys.* **86**, 8, (1999) 4520
26. M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, J. W. P. Hsu, D. V. Lang, R. J. Molnar, "High-mobility AlGaN/GaN heterostructures grown by molecular-beam epitaxy on GaN templates prepared by hydride vapor phase epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **77**, 18, (2000) 2888
27. S. Kaiser, H. Preis, W. Gebhardt, O. Ambacher, H. Angerer, M. Stutzmann, A. Rosenauer, D. Gerthsen, "Quantitative transmission electron microscopy investigation of the relaxation by misfit dislocations confined at the interface of GaN/Al₂O₃ (0001)", *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 1, (1998) 84
28. Z. Liliental-Weber, H. Sohn, N. Newman, J. Washburn, "Electron microscopy characterization of GaN films grown by molecular-beam epitaxy on sapphire and SiC", *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 4, (1995) 1578
29. S. Strite, M. E. Lin, H. Morkoç, "Progress and prospects for GaN and the III-V nitride semiconductors", *Thin Solid Films* **231**, 1-2, (1993) 197
30. H. Morkoç, "Growth of nitride semiconductors", in *Nitride Semiconductors and Devices*, Springer, Berlin, (1999) 83
31. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, "InGaN multi-quantum-well structure laser diodes grown on MgAl₂O₄ substrates", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 15, (1996) 2105
32. K. Uchida, A. Watanabe, F. Yano, M. Kouguchi, T. Tanaka, S. Minagawa, "Nitridation process of sapphire substrate surface and its effect on the growth of GaN", *J. Appl. Phys.* **79**, 7, (1996) 3487
33. K. S. Kim, K. Y. Lim, H. J. Lee, "The effects of nitridation on properties of GaN grown on sapphire substrate by metal-organic chemical vapour deposition", *Semicond. Sci. Technol.* **14**, (1999) 557
34. W. Kim, M. Yeadon, A. E. Botchkarev, S. N. Mohammad, J. M. Gibson, H. Morkoç, "Surface roughness of nitrided (0001) Al₂O₃ and AlN epilayers grown on (0001) Al₂O₃ by reactive molecular beam epitaxy", *J. Vac. Sci. Technol. B* **15**, 4, (1997) 921

35. C. Heinlein, J. Grepstad, T. Berge, H. Riechert, "Preconditioning of c-plane sapphire for GaN epitaxy by radio frequency plasma nitridation", *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3 (1997) 341
36. F. Widmann, G. Feuillet, B. Daudin, J. L. Rouvière, "Low temperature sapphire nitridation: A clue to optimize GaN layers grown by molecular beam epitaxy", *J. Appl. Phys.* **85**, 3, (1999) 1550
37. H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, Y. Koide, N. Sawaki, "Effects of the buffer layer in metalorganic vapour phase epitaxy of GaN on sapphire substrate", *Thin Solid Films* **163**, (1988) 415
38. S. Nakamura, "GaN growth using GaN buffer layer", *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 10A, (1991) L1705
39. I. Akasaki, H. Amano, Y. Koide, K. Hiramatsu, N. Sawaki, "Effects of AlN buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and Ga_{1-x}Al_xN (0<x≤0.4) films grown on sapphire substrate by MOVPE", *J. Cryst. Growth* **98**, 1-2, (1989) 209
40. N. G. Weimann, L. F. Eastman, D. Doppalapudi, H. M. Ng, T. D. Moustakas, "Scattering of electrons at threading dislocations in GaN", *J. Appl. Phys.* **83**, 7, (1998) 3656
41. R. Dimitrov, A. Mitchell, L. Wittmer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hilsenbeck, W. Rieger, "Comparison of N-face and Ga-face AlGaIn/GaN-based high electron mobility transistors grown by plasma-induced molecular beam epitaxy", *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 9A, (1999) 4962
42. S. Nakamura, "First laser diodes fabricated from III-V nitride based materials", *Mater. Sci. Eng. B* **43**, (1997) 258
43. L. F. Eastman, "Results, potential and challenges of high power GaN-based transistors", *Phys. Stat. Sol. A* **176**, (1999) 175
44. R. Gaska, M. S. Shur, T. A. Fjeldly, A. D. Bykhovski, "Two-channel AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor for high power applications", *J. Appl. Phys.* **85**, 5, (1999) 3009
45. S. Yoshida, J. Suzuki, "High-temperature reliability of GaN metal semiconductor field-effect transistor and bipolar junction transistor", *J. Appl. Phys.* **85**, 11, (1999) 7931
46. K. Uchida, K. Nishida, M. Kondo, H. MuneKata, "Epitaxial growth of GaN layers with double-buffer layers", *J. Cryst. Growth* **189/190**, (1998) 270
47. M. Iwaya, T. Takeuchi, S. Yamaguchi, C. Wetzel, H. Amano, I. Akasaki, "Reduction of etch pit density in organometallic vapor phase epitaxy-grown GaN on sapphire by insertion of a low-temperature-deposited buffer layer between high-temperature-grown GaN", *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 3B, (1998) L316
48. C. Yang, M. Wu, C. Chang, G. Chi, "Effectiveness of multiple-pair buffer layer to improve the GaN layers grown by metalorganic vapor deposition", *J. Appl. Phys.* **85**, 12, (1999) 8427
49. L. K. Li, B. Turk, W. I. Wang, S. Syed, D. Simonian, H. L. Stormer, D. V. Lang, "Molecular-beam epitaxial growth of high electron mobility AlGaIn/GaN heterostructures", *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 3, (2000) 1472
50. J. Zhang, D. Sun, X. Wang, X. Li, M. Kong, Y. Zeng, J. Li, L. Lin, "The effect of buried Al_xGa_{1-x}N isolating layers on the transport properties of GaN deposited on sapphire substrate by molecular beam epitaxy", *J. Cryst. Growth* **192**, (1998) 471
51. T. D. Moustakas, "Growth of III-V nitrides by molecular beam epitaxy", in *Semiconductors and Semimetals*, **Vol. 57**, Academic Press, New York, (1999) 33
52. G. Popovici, H. Morkoç, S. N. Mohammad, "Deposition and properties of group III nitrides by molecular beam epitaxy", in *Group III Nitride Semiconductor Compounds*, Clarendon Press, Oxford, (1998) 19

53. B. Heying, I. Smorchkova, C. Poblenz, C. Elsass, P. Fini, S. DenBaars, U. Mishra, J. S. Speck, "Optimization of the surface morphologies and electron mobilities in GaN grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **77**, 18, (2000) 2885
54. J. W. Matthews, A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers. I. Misfit dislocations", *J. Cryst. Growth* **27**, 1, (1974) 118
55. A. Fischer, H. Kühne, H. Richter, "New approach in Equilibrium theory for strained layer relaxation", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 20, (1994) 2712
56. 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", *Appl. Phys. Lett.* **73**, 13, (1998) 1880
57. R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, Q. Shen, M. A. Khan, A. O. Orlov, G. L. Snider, M. S. Shur, "Electron transport in AlGaIn-GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates", *Appl. Phys. Lett.* **72**, 6, (1998) 707
58. R. Oberhuber, G. Zandler, P. Vogl, "Mobility of two-dimensional electrons in AlGaIn/GaN modulation-doped field-effect transistors", *Appl. Phys. Lett.* **73**, 6, (1998) 818
59. A. M. Sanchez, F. J. Pacheco, S. I. Molina, J. Stemmer, J. Aderhold, J. Graul, "Structural characterization of high temperature AlN intermediate layer in GaN grown by molecular beam epitaxy", *Mat. Sci. Eng. B* **80**, (2001) 299
60. J. Stemmer, F. Fedler, H. Klausung, D. Mistele, T. Rotter, O. Semchinova, J. Aderhold, A. M. Sanchez, F. J. Pacheco, S. I. Molina, M. Fehrer, D. Hommel, J. Graul, "High temperature AlN intermediate layer in GaN grown by molecular beam epitaxy", *J. Cryst. Growth* **216**, (2000) 15
61. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, T. Suski, J. W. Ager III, J. Washburn, J. Krueger, C. Kieselowski, E. R. Weber, H. Amano, I. Akasaki, "Effect of Si doping on the dislocation structure of GaN grown on the A-face of sapphire", *Appl. Phys. Lett.* **69**, (1996) 990
62. A. M. Sanchez, F. J. Pacheco, S. I. Molina, J. Stemmer, J. Aderhold, J. Graul, "Critical thickness of high-temperature AlN interlayers in GaN on sapphire (0001)", *J. Electron. Mat.* **30**, 5, (2001) L17
63. D. C. Look, R. J. Molnar, "Degenerate layer at GaN/sapphire interface: Influence on Hall-effect measurements", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 25, (1997) 3377
64. D. C. Look, in *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*, Wiley, New York, (1989) App. B
65. M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, D. T. Olson, "High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction", *Appl. Phys. Lett.* **63**, 9, (1993) 1214
66. F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides", *Phys. Rev. B* **56**, 16, (1997) R10024
67. Q. Shen, J. W. Yang, M. A. Khan, A. T. Ping, I. Adesida, "High transconductance AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors on SiC substrates", *Electron. Lett.* **33**, 16, (1997) 1413
68. B. J. Thibeault, B. P. Keller, Y. F. Wu, P. Fini, U. K. Mishra, C. Nguyen, N. X. Nguyen, M. Le, "High performance and large area flip-chip bonded AlGaIn/GaN MODFETs", *IEDM*, (1998) 569
69. M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, M. S. Shur, "Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor", *Appl. Phys. Lett.* **65**, 9, (1994) 1121
70. L. F. Eastman, K. Chu, J. Smart, J. R. Shealy, "GaN materials for power microwave amplifiers", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **512**, (1998) 3

71. Y. F. Wu, B. P. Keller, P. Fini, J. Pusch, M. Le, N. X. Nguyen, C. Nguyen, D. Widmann, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, "Short-channel $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{GaN}$ MODFETs with power density $>3\text{W}/\text{mm}$ at 18 GHz", *Electron. Lett.* **33**, 20, (1997) 1742
72. R. Dimitrov, "Herstellung und Charakterisierung von $\text{AlGaIn}/\text{GaInN}$ -Transistoren", *Ausgewählte Probleme der Halbleiterphysik und Technologie* Vol. 28, Technische Universität München, Walter Schottky Institut, Dissertation (2000)
73. Y. F. Wu, S. Keller, P. Kozodoy, B. P. Keller, P. Parikh, D. Kapolnek, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, "Bias dependent microwave performance of $\text{AlGaIn}/\text{GaInN}$ MODFETs up to 100 V", *IEEE Electron Dev. Lett.* **18**, 6, (1997) 290
74. S. Keller, B. P. Keller, Y. F. Wu, B. Heying, D. Kapolnek, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, "Influence of sapphire nitridation on properties of gallium nitride grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 11, (1996) 1525

Lebenslauf

- 07.10.1967 geboren in Minden/Westfalen
- 1974-1978 Grundschule Hohenstaufen in Minden
- 1978-1987 Ratsgymnasium Minden
Abschluß Allgemeine Hochschulreife
- 1987-1988 Grundwehrdienst im Fernmeldebataillon in Rotenburg/Wümme
- 1988-1994 Studium der Elektrotechnik an der Universität Hannover
Studienschwerpunkt "Mikroelektronik"
- Diplomarbeit am Institut für Halbleitertechnologie:
"Simulation des dynamischen Latch-up-Verhaltens von 1,0 µm-CMOS-Teststrukturen für Betriebstemperaturen von bis zu 250 °C"
- 1994-2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Halbleitertechnologie und Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Hannover
- seit 8/2001 Prozessingenieur bei der Firma Osram Opto Semiconductors, Regensburg

Regensburg, Oktober 2001

Jens Stemmer