Leibniz
Ferdinand-Braun-Institut

Wachstum von nicht- und semipolaren InAlGaN-Heterostrukturen für hocheffiziente Lichtemitter

vorgelegt von
Dipl. Phys. Tim Wernicke
Köthen

Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:	Vorsitzender:	Prof. Dr. M. Lehmann
	Berichter/Gutachter:	Prof. Dr. M. Kneissl
	Berichter/Gutachter:	PD Dr. habil. M. Weyers

Tag der Wissenschaftlichen Aussprache: 15.07.2010

Berlin 2010
D 83

Inhaltsverzeichnis

1 Eigenschaften von nicht- und semipolaren GaN Schichten 1
- 1.1 Unterschiede der Symmetrie zwischen polaren, semipolaren und nichtpolaren Schichten . . . 3
- 1.2 Defekte in GaN . . . 6
  - 1.2.1 Versetzungen . . . 7
  - 1.2.2 Stapelfehler . . . 7

2 Experimentelle Methoden 9
- 2.1 Wachstumsmethoden . . . 9
- 2.2 Verwendete Methoden zur Analyse der GaN Schichten . . . 9

3 Heteroepitaktische Abscheidung von nichtpolaren GaN-Schichten 15
- 3.1 $(11\bar{2}0)$ a-plane GaN auf $(10\bar{1}2)$ r-plane Saphir . . . 16
- 3.2 Semipolares $(11\bar{2}2)$ GaN auf m-plane Al_2O_3 . . . 23
- 3.3 m-plane GaN auf (100) γ-$LiAlO_2$ . . . 25
- 3.4 Vergleich mit (0001) c-plane GaN . . . 31
- 3.5 Defektstruktur nichtpolarer GaN Schichten . . . 32
- 3.6 Bewertung für die Herstellung von Baulementen . . . 36

4 Laterales epitaktisches Überwachsen (ELOG) zur Defektreduktion 37
- 4.1 Einfluss der Streifenorientierung auf den Habitus und die Defektverteilung . . . 40
- 4.2 Untersuchung der ELOG-Strukturen mit $[1\bar{1}00]$ orientierten Streifen . . . 49
- 4.3 Koaleszierte a-plane ELOG Schichten . . . 53
- 4.4 Hypothesen zur Entstehung von Basalflächenstapelfehlern . . . 63
- 4.5 Zusammenfassung ELOG . . . 64

5 Wachstum von LED- und Laserstrukturen auf homoepitaktischen GaN Substraten 67
- 5.1 Bauelementstrukturen auf nicht- und semipolaren GaN-Substraten . . . 67
- 5.2 Substratcharakterisierung . . . 68
- 5.3 GaN-Pufferschichten auf m-plane, $(11\bar{2}2)$, $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ GaN Substraten . . . 70
- 5.4 InGaN Quantentöpfe . . . 76
  - 5.4.1 Emissionswellenlänge und Indiumeinbau . . . 77
  - 5.4.2 Ortsaufgelöste Lumineszenz von semi- und nichtpolaren Quantentöpfen . . . 83

5.5 AlGaN Mantelschichten 87
5.6 Erste Laserstrukturen 91
5.6.1 Optisch gepumpte Laserstrukturen 92
5.6.2 Elektrisch gepumpte Dioden 95
5.7 Zusammenfassung Homoepitaxie 99

6 Zusammenfassung und Ausblick **101**

Literaturverzeichnis **111**

Kapitel 1

Eigenschaften von nicht- und semipolaren GaN Schichten

Bei vielen Halbleitern sind die Kristalleigenschaften anisotrop und die Oberflächen und somit das Wachstum stark von der Kristallorientierung abhängen. So kann zum Beispiel eine bessere Anpassung der thermischen Ausdehnungskoeffizienten durch die Wahl der Kristallorientierung erreicht werden. Beim GaN dominiert die Verwendung der (0001) c-Ebene für die Herstellung von Bauelementen (LEDs, Laserdioden, Feldeffekttransistoren). Dies hat vor allem historische Gründe, da für c-plane GaN zuerst qualitativ hochwertige Pufferschichten sowie die p-Dotierung entwickelt wurden [1, 2, 3, 4]. Für die Entwicklung von GaN-Schichten auf anderen Kristallorientierungen gab es lange keinen Grund. Erst als erkannt wurde, dass Polarisationsfelder im GaN einen entscheidenden Einfluss auf die Rekombinationsprozesse in optoelektronischen Bauelementen haben, wurden Wege gesucht um diese zu reduzieren. Beim Wachstum von GaN auf verschiedenen Kristallorientierungen stand anfangs vor allem die Reduktion der Polarisationsfelder im Vordergrund [5]. Dies führte auch zur Bezeichnung der nichtpolaren (keine Polarisationsfelder in Wachstumsrichtung) und semipolaren (im Vergleich zu c-plane reduzierte Polarisationsfelder) Oberflächen. Im Verlauf der Forschungsarbeiten sind auch andere Eigenschaften zu Tage getreten, die die Verwendung der nicht- und semipolaren Nitride für Bauelemente interessant machen. Da es neben der c-Ebene viele Orientierungen gibt, ist die entscheidende Frage: Welche Orientierung ist am besten für eine Anwendung in LEDs bzw. Laserstrukturen geeignet. Neben den theoretisch vorhersagbaren Eigenschaften, z.B. der Polarisation, spielen dabei auch praktische Überlegungen eine Rolle, z.B. ob es Substrate für diese Orientierung gibt und wie groß das Wachstumsfenster für bestimmte Schichten, z.B. Quantentöpfe oder die Dotierung, ist.

Problematisch bei der Entwicklung von glatten GaN-Schichten nicht- und semipolarer Orientierung sind die Substrate. Der überwiegende Teil der GaN-basierten Bauelemente, blaue LEDs, wird heteroepitaktisch auf einem Fremdsubstrat, auf c-plane Saphir gewachsen. Um heteroepitaktisch glatte Schichten mit abweichender Kristallorientierung zu erreichen, muss erst das richtige Substrat gefunden werden. Diese Substrate und das Wachstum auf diesen kann sich stark von c-plane GaN auf c-plane Saphir unterscheiden. In der vorliegenden Arbeit werden diese Probleme in Kap. 3 behandelt. Bei den klassischen III/V-Halbleitern ist das Wachstum auf homoepitaktischen Substraten üblich, da diese aus der Schmelze gezogen werden können. Die

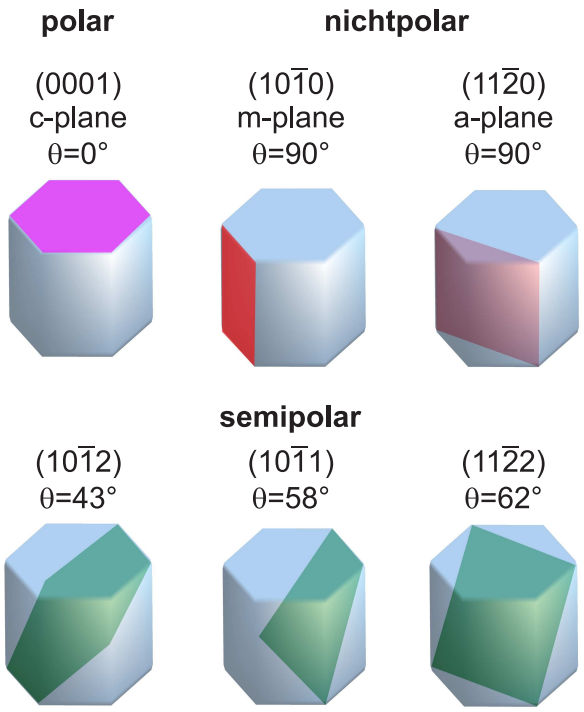


Abbildung 1.1: Lage der in der Arbeit untersuchten Kristallebenen in der Einheitszelle. Der Winkel θ gibt den Winkel zur c-Fläche an.

Wahl der Orientierung erfolgt dabei über die Orientierung des Keims oder durch das Schneiden des Volumenkristalls in der geeigneten Orientierung. Die Züchtung von ausreichend großen GaN-Kristallen aus der Schmelze ist wegen des zu hohen Stickstoffpartialdrucks von 45 kbar bei der Schmelztemperatur 2500°C nicht möglich [6]. Jedoch gelang es in den vergangenen Jahren mit HVPE (Hydridgasphasenepitaxie) in c-Richtung gewachsene Volumenkristalle mit einer Dicke von 5–10 mm herzustellen [7, 8]. Aus diesen kann man Substrate beliebiger Orientierung schneiden. Das Wachstum auf solchen Substraten wird in Kapitel 5 behandelt.

Homoepitaktische Substrate haben zwar eine geringe Defektdichte, aber sind wegen der maximalen Dicke der c-plane HVPE-Kristalle maximal 10 mm breit. Heteroepitaktische Substrate führen zu GaN *Templates*[1] mit 2“-Durchmesser aber hoher Defektdichte. Wie man heteroepitaktische *Templates* mit 2“-Durchmesser und mit verringerter Defektdichte erhält, beschreibt das Kapitel 4.

Das Ziel aller Materialforschung ist Herstellung von Bauelementen mit neuen oder verbesserten Eigenschaften. Die Forschung an den nicht- und semipolaren Nitriden steht noch am Anfang, so dass ersteinmal Strukturen und Prozesse soweit optimiert werden müssen, um einen Vergleich mit den auf c-plane nach langer Optimierung erreichten Eigenschaften zuzulassen. Dabei ist auch ein zentraler Punkt die Unterschiede zwischen Baulementen auf c-plane und anderen Orientierungen zu erforschen. Die Evaluation der verschiedenen *Templates* ergab, dass die GaN-Substrate die geringste Defektdichte bei guter Schichthomogenität bieten. Deswegen wurden auf diesen Substraten Bauelementstrukturen entwickelt, wie es in Kap. 5.1 beschrieben wird.

[1] *Template* bezeichnet ein Substrat mit einer GaN-Schicht, jedoch ohne aktive Schichten.

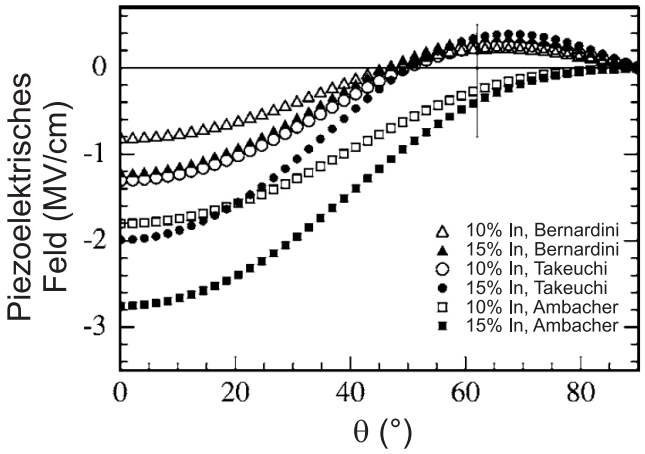


Abbildung 1.2: Die theoretisch berechnete Feldstärke durch piezoelektrische Grenzflächenladungen in InGaN/GaN Quantentöpfen hängt vom In-Gehalt, dem Winkel zur c-Ebene θ und den verwendeten piezoelektrischen Konstanten ab (Bernardini et al. [9], Takeuchi et al. [10], Ambacher et al. [11]). Grafik von Feneberg et al. [12]

1.1 Unterschiede der Symmetrie zwischen polaren, semipolaren und nichtpolaren Schichten

Die Lage der Ebene in der Einheitszelle ist für ihre Eigenschaften wesentlich. Eine Skizze der Wachstumsebenen, die in der Arbeit vorkommen, ist in Abb. 1.1 zu sehen. Für die Stärke der Polarisationsfelder (siehe unten) ist der Winkel der Ebene zur c-Fläche entscheidend. Neben der polaren c-Ebene sind die nichtpolare m- und a-Ebene zu sehen, die beide in einem Winkel von 90° zur c-Ebene liegen. Sie sind gegeneinander um 30° gekippt und haben verschiedene Atomanordnungen an der Oberfläche. Wird die $(10\bar{1}0)$ m-Ebene in c-Richtung gekippt, erhält man die semipolaren $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ Ebenen mit einem Winkel von 58° bzw. 43° (diese gehören zur $[1\bar{2}10]$-Zone). Wird die $(11\bar{2}0)$ a-Ebene in c-Richtung gekippt, erhält man die $(11\bar{2}2)$ Ebene bei einem Winkel von 62° (diese gehört zur $[1\bar{1}00]$-Zone). Obwohl die $(10\bar{1}1)$ und die $(11\bar{2}2)$ mit 58° und 62° fast den gleichen Winkel zur c-Ebene haben, gehören sie zu unterschiedlichen Zonen und unterscheiden z.B. in der Oberflächenmorphologie (Kap. 5.3) sowie dem In-Einbau (Kap. 5.4).

Polarisationsfelder In III-N-Heterostrukturen gibt es ein spontanes und piezoelektrisches Feld entlang der c-Achse (andere Richtungen kommen aus Symmetriegründen nicht in Frage) [13]. Im Vergleich zum GaAs-Materialsystem, wo es wegen der kubischen Kristallstruktur keine spontane Polarisation und piezoelektrische Polarisation nur entlang [111] gibt, sind die piezoelektrischen Konstanten von (Al,Ga,In)N um eine Größenordnung größer [14]. Durch einen Sprung der Polarisation an Heterostrukturgrenzflächen entstehen Grenzflächenladungen, die ein elektrisches Feld erzeugen. Die Feldstärke beträgt in c-plane $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ Quantentöpfen mit GaN-Barrieren $-1.9\,\mathrm{MV/cm}$ [12]. Bei semipolarem GaN verringert sich die Feldkomponente senkrecht zur Oberfläche durch den Winkel zwischen der Oberfläche und der c-Ebene und es entsteht eine In-plane-Feldkomponente, die in Richtung der c-Achsenprojektion (c'-Richtung) zeigt [9, 10, 11, 12]. Für eine bestimmte semipolare Orientierung können die Felder in Wachstumsrichtung verschwinden (siehe Kurven von Takeuchi et al. und Ambacher et al. in Abb. 1.2). Ob und bei welchem Winkel θ dieser Nulldurchgang auftritt hängt von den Parametern für die Berechnung ab. Bei

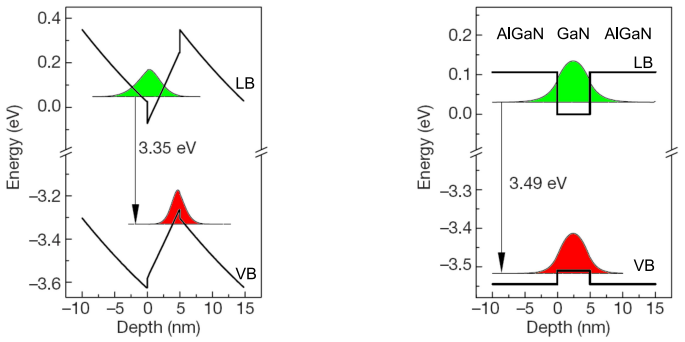


Abbildung 1.3: Vergleich des Bandprofils eines 5 nm GaN/AlGaN Quantentopfs a) mit (c-plane) und b) ohne (m-plane) piezoelektrische Felder. Die Elektron- und Lochwellenfunktionen der Grundzustände sind eingezeichnet. Grafik von Waltereit et al. [5]

gängigen Parametersätzen liegt der Winkel für dne Nulldurchgang zwischen 45° und 60°. Feneberg et al. [12] favorisieren den Parametersatz von Bernardini et al. [9], da dieser am besten zu ihren experimentellen Ergebnissen passt. Nichtpolare Nitride haben kein Feld in Wachstumsrichtung, da die c-Achse in der Ebene liegt.

Elektrische Felder über Quantentöpfen bewirken eine Separation von Elektron- und Lochwellenfunktion sowie eine Rotverschiebung [15] (siehe Abb. 1.3). Dieser Effekt wird auch Quantum Confined Stark Effect (QCSE) genannt. Die hohen Feldstärken in c-plane Quantentöpfen von einigen MV/cm führen zu einer Rotverschiebung in der Größenordnung von hundert Millielektronenvolt [16] und einer Verlängerung der der strahlenden Rekombinationslebensdauer auf einige Nanosekunden [17]. Diese Effekte nehmen mit dem Indiumgehalt und der Quantentopfbreite zu. Steigender Indiumgehalt führt zu einer Vergrößerung der Gitterfehlanpassung, und damit der piezoelektrischen Polarisation, die wiederum zu einer Vergrößerung der Feldstärke führt. Eine große Quantentopfbreite führt bei gleicher Feldstärke wegen der Bandverbiegung zu einer stärkeren Rotverschiebung [17] und wegen der größeren Separation der Elektron-Lochwellenfunktion zu einer längeren Rekombinationslebensdauer [17]. Bei hohen Ladungsträgerdichten kommt es zur Abschirmung der Felder [18]. Für nichtpolare Quantentöpfe wurde die Feldfreiheit nachgewiesen. Es wurde eine sehr kurze strahlende Rekombinationslebensdauer beobachtet [19]. Eine Serie von a-plane GaN/AlGaN-Quantentöpfen mit unterschiedlicher Dicke zeigt eine Rotverschiebung, die allein durch die Quantisierung erklärt werden kann und es gibt keine Anzeichen von elektrischen Polarisationsfeldern [20]. Die Feldstärke in semipolaren Quantentöpfen wurde von Feneberg et al. gemessen und ist kleiner als 400 kV/cm. Diese schwächeren Felder werden schon bei niedrigeren Ladungsträgerdichten abgeschirmt als die Felder der c-plane Quantentöpfen. Daher zeigen LEDs auf semipolaren Orientierungen eine verringerte Blauverschiebung mit steigender Stromdichte als c-plane LEDs [21].

Für optoelektronische Bauelemente wirken sich die verringerten Polarisationsfelder in nicht- und semipolaren Heterostrukturen positiv aus. Der Vorteil von verringerten Feldern für LEDs auf nicht- und semipolaren Orientierungen besteht in einer kürzeren strahlenden Rekombinationslebensdauer, was bei gleicher nichtstrahlender Lebensdauer eine Steigerung der Effizienz zur Folge hätte. Außerdem ist die Ladungsträgerdichte im Vergleich zu einer c-plane LED bei gleicher Stromdichte niedriger, da die Rekombination schneller abläuft. Da die Effizienz mit steigender Ladungs-

dichte abnimmt (in der Literatur als „Droop“ bekannt [22, 23]), würden nichtpolare LEDs eine höhere Effizienz haben als vergleichbare c-plane LEDs. In Laserstrukturen ist der Effekt der schwächeren Felder nicht so dominierend, da die Felder selbst in c-plane GaN bei hohen Ladungsträgerdichten zum großen Teil abgeschirmt werden, wie an der großen Blauverschiebung zwischen Niederanregungs-PL und Laserspektrum zu erkennen ist [24]. Insbesondere für langwellige Emitter ist es wichtiger, ob das Material auf den nicht- und semipolaren Orientierungen mit einer besseren kristallinen Qualität gewachsen werden kann. Durch die schwächeren Felder auf nicht- und semipolarem GaN ist es möglich dickere Quantentöpfe, sowohl für LEDs als auch für Laserstrukturen, zu wachsen. Auf c-plane GaN werden relativ dünne Quantenfilme eingesetzt (3.5 nm bei 405 nm Emissionswellenlänge, noch geringere Dicke für langwelligere Emitter), um die strahlende Lebensdauer in LEDs ausreichend kurz zu halten und die Peakverbreiterung durch Quantentopffluktuationen (Indiumgehalt und/oder Topfbreite) in Laserstrukturen zu verringern. In LEDs haben dicke Quantentöpfe den Vorteil, dass die Ladungsträgerdichte und damit der Effizienzverlust bei hohen Ladungsträgerdichten verringert werden. Das ist zwar auch mit mehreren Quantentöpfen (MQWs) möglich. Bei MQWs ist es aber problematisch die Löcher gleichmäßig über alle Quantentöpfe zu verteilen, was bei einem dicken einzelnen Quantentopf kein Problem ist [25]. In Laserstrukturen erhöhen dicke Quantentöpfe den Überlapp der optischen Mode mit den Quantentöpfen und tragen durch ihren hohen Brechungsindex zur Führung der optischen Mode bei. Farrell et al. haben gezeigt, dass Laseremission ohne Wellenleiter und mit einer GaN-Mantelschicht möglich ist [26]. Dicke Quantentöpfe lassen sich nicht problemlos in langwelligen Emittern anwenden, da die kritische Schichtdicke für bei dem notwendigen Indiumgehalt für grüne Emission sehr klein ist und die Indiumfluktuationen mit steigender Quantentopfdicke zunehmen.

Anisotropie Die c-Achse ist die Achse höchster Symmetrie in der Wurtzit-Kristallstruktur. Die c-plane Oberfläche ist durch die 3-zählige Rotationssymmetrie isotrop. Da die Kristallstruktur kein Inversionszentrum hat, folgt, dass alle semi- und nichtpolaren Oberflächen eine 1-zählige Symmetrie mit einer rechteckigen Einheitszelle haben. Alle Eigenschaften, d.h. thermische Ausdehnung, Brechungsindex, Elastizität etc. sind nun anisotrop, d.h. von der Richtung auf der Oberfläche abhängig. An semipolaren LEDs wurde polarisierte Emission beobachtet [27]. Wegen der Symmetrie der verschiedenen Lochwellenfunktionen im GaN (A- B- und C-Valenzband), erzeugen diese bei Rekombination polarisiertes Licht. Löcher der A- und B-Valenzbänder erzeugen bei Rekombination senkrecht zur c-Achse polarisiertes Licht. Das C-Valenzband führt zu parallel zu c polarisiertem Licht [28, 29]. Da das C-Valenzband von A- und B-Bändern durch das Kristallfeld separiert ist, ist es weniger besetzt. Bei Emission in a-Richtung dominiert deswegen die Polarisation senkrecht zu c. Bei der Emission aus InGaN Quantentöpfen gibt es zusätzlich eine anisotrope Verspannung. Dies führt zu einer Aufspaltung der A- und B-Loch-Bänder, so dass der Polarisationsgrad im Vergleich zu unverspanntem GaN größer ist [30]. Für LEDs mit polarisierter Emission erscheint eine Verwendung bei der Hintergrundbeleuchtung in LCD-Bildschirmen vielversprechend. Allerdings würde die Aufrauung der Oberfläche, die notwendig ist

um eine gute Extraktionseffizienz zu erreichen, die Polarisation stark stören.
Bei Laserstrukturen beeinflusst die Anisotropie der Emission den Gain in Abhängigkeit von der Resonatororientierung auf der Oberfläche. Hinzu kommt die Anisotropie des Brechungsindexes. GaN ist doppelbrechend mit einem höheren Brechungsindex für Licht, dass parallel zu c polarisiert ist. Das führt zu einem höheren Gain in Resonatoren, die parallel zu c-Richtung oder ihrer Projektion auf die Wachstumsoberfläche ausgerichtet sind [31, 32]. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Zusammenhang experimentell bestätigt werden (siehe Kap. 5.6.1). Die Berechnung von strukturell identischen nichtpolaren und polaren Strukturen zeigt, dass der maximale Gain entlang der c' Richtung im Vergleich zum Gain in c-plane Resonatoren größer ist, der minimalen Gain senkrecht zu c aber kleiner.

Welche Orientierung ist optimal? Die von der c-Ebene abweichenden Orientierungen bieten die Chance, blau und grün emittierende optoelektronische Bauelemente zu verbessern. Ein Hauptgrund sind die reduzierten Polarisationsfelder in Wachstumsrichtung. Diese bieten die Chance eine höhere Effizienz in LEDs durch eine kürzere Rekombinationslebensdauer und dickere Quantentöpfe zu erreichen. Insbesondere für die Herstellung von dimmbaren weißen LEDs ist es wichtig, dass die Verschiebung der Emissionswellenlänge weniger stark vom Pumpstrom abhängt, als bei c-plane LEDs. Für Laserstrukturen liegen die Vorteile nicht so offensichtlich auf der Hand. Allein der Gain ist theoretisch höher als in c-plane Strukturen. Dies könnte aber durch eine längere strahlende Rekombinationslebensdauer in c-plane Strukturen, deren Felder nicht vollständig abgeschirmt sind, ausgeglichen werden. Die optimale Orientierung aus theoretischer Sicht ist eine, bei der die Polarisationsfelder möglichst klein sind. Die Schicht sollte also nichtpolar sein. Da schwache Polarisationsfelder bei den Injektionsströmen von LEDs und Lasern abgeschirmt werden, sind aber alle semipolaren Orientierungen mit einem Winkel θ von mehr als 40° akzeptabel.
Diese theoretische Betrachtung berücksichtigt nicht die praktischen Probleme beim Wachstum von nicht- und semipolarem GaN. Diese sollen in dieser Arbeit für geeignete Substratorientierungen beleuchtet und vergleichen werden. Die Problematik eines passenden Heterosubstrats ist Gegenstand von Kap. 3, während das Wachstum von Bauelementstrukturen in Kap. 5 für unterschiedliche Orientierungen verglichen wird.

1.2 Defekte in GaN

Aus der Literatur sind eine Reihe von Defekten bekannt, die in GaN-Schichten vorkommen. Der folgende Abschnitt gibt eine kurzen Überblick über die Eigenschaften der ausgedehnten Defekte. Die ausgedehnten Defekte lassen sich mit Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) direkt abbilden (Kap. 2.2). Methoden, die auch sensitiv auf die Defektstruktur sind Röntgenbeugung (XRD, Kap. 2.2), Kathodolumineszenz (CL, Kap. 2.2), selektives Ätzen ([33]) und Rasterkraftmikroskopie bzw. Rastertunnelmikroskopie (STM [34]).

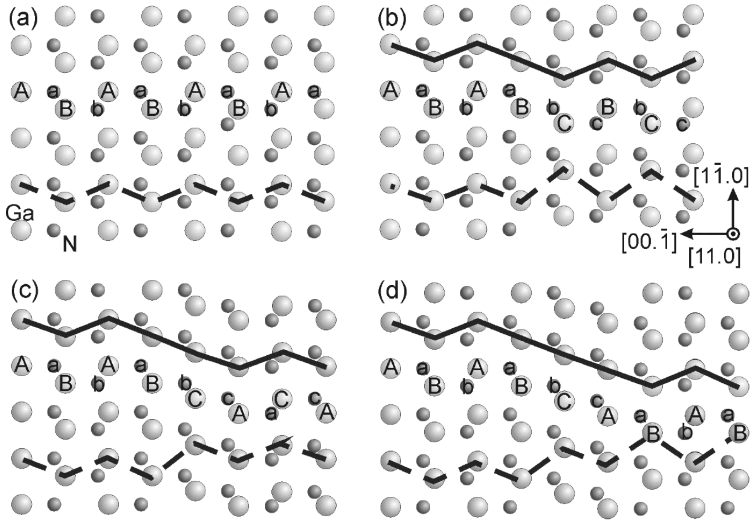


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Typen von basalen Stapelfehlern [39]. In a) ist das ungestörte Material zu sehen. b) Zeigt den I_1 Stapelfehler mit einer kubischen ABC-Lage. c) Zeigt den I_2 Stapelfehler mit zwei kubischen Atomlagen und d) den I_3 Stapelfehler mit 3 kubischen Lagen.

1.2.1 Versetzungen

Versetzungen sind Liniendefekte. Sie werden durch die Versetzungslinie und den Burgersvektor charakterisiert [35]. Je nachdem ob der Burgersvektor parallel oder senkrecht zur Versetzungslinie liegt, wird die Versetzung als Schrauben- oder Stufenversetzung bezeichnet. Problematisch in GaN sind vor allem durchstoßende Versetzungen, die die Schicht in Wachstumsrichtung von unten nach oben durchziehen. Dabei sind in c-plane GaN die Burgersvektoren c, a und c+a beobachtet worden (siehe Tabelle 1.1). Versetzungen können nicht im Festkörper enden [35], sondern müssen zur Oberfläche laufen oder Ringe bzw. Halbringe bilden. Man spricht auch von Annihilation, wenn zwei Versetzungen mit entgegengesetztem Burgersvektor in Wachstumsrichtung zusammenlaufen und einen Versetzungsring bilden und so die Dichte von Versetzungen reduziert wird. Darüber hinaus gibt es noch Partialversetzungen, bei denen der Burgersvektor kein ganzer Gittervektor ist, sondern der Bruchteil eines Gittervektors. Partialversetzungen kommen nur als Begrenzung von planaren Defekten vor (siehe unten).
Versetzungen wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren und stören die Lumineszenz im GaN und in InGaN Quantenfilmen [36, 37]. Außerdem führen sie zu einer Verbreiterung der Röntgenbeugungsrockingkurven [38]. Insbesondere bei hohen optischen Leistungen in Laserdioden sind Versetzungen eine wichtige Ursache für die Degradation der Bauelemente.

1.2.2 Stapelfehler

Stapelfehler sind planare Defekte, bei denen in einer Ebene die Periodizität der Kristallstruktur gestört ist. Stapelfehler kann man zum einen durch den Verschiebungsvektor charakterisieren. Das ist der Vektor, um den das Material an beiden Seiten des Defekts verschoben ist. Außerdem wird der Defekt durch die Ebenen, auf denen er vorkommt, charakterisiert. In GaN sind die Stapelfehler der Basalebene am häufigsten. Von ihnen gibt es theoretisch vier verschiedene Typen: I_1, I_2, I_3 und extrinsische Stapelfehler, die sich alle durch einen anderen Verschiebungsvektor aus-

Versetzung (V.)	**b**	Stapelfehler	**R**
Frank-Shokley-Partialv.	$\frac{1}{6} < 20\bar{2}3 >$	I_1, Abb. 1.4b	$\frac{1}{6} < 20\bar{2}3 >$
Shokley-Partialv.	$\frac{1}{3} < 1\bar{1}00 >$	I_2, Abb. 1.4c	$\frac{1}{3} < 1\bar{1}00 >$
		I_3, Abb. 1.4d	–
Frank-Partialv.	$\frac{1}{2} < 0001 >$	E	$\frac{1}{2} < 0001 >$
„stair rod“	$\frac{1}{6} < 10\bar{1}0 >$	Prismatischer SF	$\frac{1}{2} < 10\bar{1}1 >$
zwischen PSF/BSF	oder $\frac{1}{6} < 3\bar{2}\bar{1}0 >$	auf $\{11\bar{2}0\}$-Ebenen	
		zwischen zwei BSF	
ganze V. a	$\frac{1}{3} < 11\bar{2}0 >$		
ganze V. a+c	$\frac{1}{3} < 11\bar{2}3 >$		
ganze V. c	$< 0001 >$		

Tabelle 1.1: Übersicht über Stapelfehler- und Versetzungstypen und deren Burgersvektor **b** bzw. Verschiebungsvektor **R** in GaN [40].

zeichnen (siehe Tabelle 1.1). Dort wo ein Stapelfehler endet, d.h. gestörtes Material in ungestörtes Material übergeht, muss sich eine Versetzung mit einem Burgersvektor befinden, der dem Verschiebungsvektor des Stapelfehlers entspricht. Da die Verschiebungsvektoren von I_1 und I_2 keine ganzen Gittervektoren sind, sind diese Versetzungen Partialversetzungen. Die planaren Defekte werden weiterhin durch ihre lokale atomare Anordnung gekennzeichnet. So stellen die Basalflächenstapelfehler alle eine Störung der hexagonalen ABABAB... Stapelung (Abb. 1.4a) durch das Einfügen von kubisch koordinierten ABC-Ebenenfolgen dar (Abb. 1.4b-d). Der I_1-Stapelfehler hat eine kubisch koordinierte Ebene (Abb. b), der I_2-Stapelfehler zwei (Abb. c), und der I_3-Stapelfehler drei kubisch koordinierte Ebenen (Abb. d). Experimentell wurden bisher nur I_1 und I_2 Stapelfehler gefunden [40] wobei die I_1-Stapelfehler wesentlich häufiger sind. Dies hängt mit der niedrigeren Bildungsenergie der I_1-Stapelfehler zusammen. Neben diesen Stapelfehlern gibt es auch prismatische Stapelfehler, die auf den a- oder m-Flächen vorkommen. Auch Stapelfehler auf semipolaren Ebenen wurden beobachtet. Der Übergang von einem basalen in einen prismatischen Stapelfehler ist möglich und führt zur Bildung einer „stair rod“ an der Grenze beider Defekte.

Da Stapelfehler aus kubisch koordinierten Atomlagen bestehen, haben sie eine kleinere Bandlückenenergie als die hexagonale Matrix. In der Literatur wird ein Typ II Heteroübergang angenommen [41]. Da kubisches GaN außerdem keine spontante Polarisation hat, liegt ein starkes Polarisationsfeld über dieser quantentopfartigen Struktur [41, 42]. Dies führt dazu, dass Elektronen im Stapelfehler und Löcher an der sticksoffpolaren Seite des Stapelfehlers gebunden werden können. Bei der Rekombination an einem I_1 Stapelfehler entsteht Licht mit einer Energie von 3.42 eV, wie auch experimentell bestätigt wurde [43]. Die Lumineszenz der anderen Stapelfehlertypen sind nicht so gut theoretisch beschrieben und wegen ihrer geringeren Bildungswahrscheinlichkeit nicht so intensiv untersucht worden.

Kapitel 2

Experimentelle Methoden

2.1 Wachstumsmethoden

Übliche Wachstumsmethoden zur Herstellung von GaN-Schichten sind metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE), Hydrid-Gasphasenepitaxie (HVPE) und Molekularstrahlepitaxie (MBE). Alle Proben in dieser Arbeit wurden mit MOVPE hergestellt.

Die Prozesse, die beim Kristallwachstum mit MOVPE ablaufen sind in [44] beschrieben. Die Ausgangsstoffe (Precursorgase) sind Hydridverbindungen für die Gruppe V und metallorganische Verbindungen für die Gruppe III-Atome. Sie werden mit einem Trägergas (H_2 oder N_2) in die Reaktorkammer geleitet, wo sie sich an der geheizten Substratoberfläche zersetzen (Pyrolyse).
Auf der Kristalloberfläche können die Adatome (die durch Pyrolyse entstandenen Kristallbestandteile) diffundieren und in den Kristall eingebaut werden oder desorbieren. Je nachdem wie stark die Bindung der Adatome zur Oberfläche ist, können die Prozesse schnell oder langsam ablaufen. Eine höhere Temperatur verstärkt die Diffusion und die Desorption, aber verringert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom eingebaut wird. Auch die anderen Wachstumsparameter (Druck, Gesamtfluss, Angebot an Precursoren und deren Verhältnis) beeinflussen das Wachstum.
Für das Wachstum wurde eine AIX2600HT und eine AIX200/4 HT MOVPE-Anlage verwendet. Die AIX2600 ist ein Multiwaferreaktor der das gleichzeitige Überwachsen von 11x2“ Wafern erlaubt, während die AIX200 ein Einzelwaferwaferreaktor ist.
Um das Wachstum zu überwachen, wurde ein kombinierter In-situ-Pyrometer, -Reflektometer und -Krümmungssensor (EpicurveTT) verwendet (siehe S. 10).
Die GaN-Substrate (vgl. Kap. 5) sind deutlich kleiner als ein 2“-Wafer. Deswegen wurden aus einem GaN-*Template* auf Saphir mit einem Laserscriber Masken geschnitten, mit denen der Rest des Substrathalters abgedeckt wurde. Wegen der geringen Größe der Substrate war es nicht möglich Reflektivitäts- oder Krümmungskurven für die Homoepitaxie auf GaN aufzuzeichnen.

2.2 Verwendete Methoden zur Analyse der GaN Schichten

Ob die mit MOVPE gewachsenen Schichten sich für die Herstellung von Bauelementen eignen, muss durch geeignete Methoden bestimmt werden. Dazu wurden

die Schichten mit Lichtmikroskopie, Röntgenbeugung (XRD), Rasterelektronenmikroskopie (REM), Kathodolumineszenz (CL), Transmissionselektronenmikroskopie, Rasterkraftmikroskopie (AFM), Scanning Weißlichtinterferometrie (SWLI), Mikro-Raman-Spektroskopie, Sekundärionenspektroskopie (SIMS) und Hallmessungen in der van der Pauw Geometrie untersucht. Für einige dieser Methoden gibt es, auch im Bezug auf nichtpolare Nitride, beachtenswerte Besonderheiten, die im Folgenden aufgeführt werden.

In-situ-Messungen Während des Wachstums wird der Wafer mit verschiedenen In-situ-Sensoren überwacht, einem Pyrometer, einem Reflektometer und einem Krümmungssensor (Interpretation zusammen mit F. Brunner, V. Hoffmann und A. Knauer). Das Pyrometer misst die Emission bei 950 nm und berechnet daraus die Temperatur des Wafertellers (das transparente Substrat emittiert nicht bei 950 nm). Die Emissivität wird dabei nicht als bekannt vorausgesetzt, sondern durch Messung der Reflektivität bei 950 nm bestimmt. Diese Methode gleicht sehr gut die Fabry-Perot-Oszillationen aus, die beim Wachstum auf Fremdsubstraten in der Reflektivität und im Pyrometersignal zu sehen sind. Allerdings müssen für eine korrekte Bestimmung der Temperatur die Wafer glatt sein, da Streulicht die Emissivitätsmessung verfälscht. Mit der Reflektivität bei 950 nm kann beim heteroepitaktischen Wachstum durch Fabry-Perot-Oszillationen sehr gut die Wachstumsrate hinreichend dicker Schichten gefittet werden. Zusätzlich zur Reflektivität bei 950 nm wird außerdem die Reflektivität bei 405 nm gemessen. Das Signal kann auch zum Wachstumsratenfit, vor allem von dünneren Schichten verwendet werden. Da bei Wachstumstemperatur das Licht bei 405 nm in GaN absorbiert wird, gibt es keine Fabry-Perot-Oszillationen bei dickeren GaN Schichten und das Signal ist sehr oberflächensensitiv. Aufrauung ist deutlicher sichtbar als im Signal der 950 nm Reflektivität und selbst sehr dünne Schichten, z.B. InGaN-Quantentöpfe, sind im Reflektivitätssignal zu erkennen. Der Krümmungssensor bildet den Verspannungszustand des Schichtsystems ab. Nach der Stoney-Gleichung [45] krümmt sich ein Schichtpaket wenn die Schichten verspannt sind. Verspannungen können durch das pseudomorphe Aufwachsen einer Schicht mit anderer Gitterkonstante, durch einen Temperaturgradienten zwischen Vorder- und Rückseite oder bei einer Temperaturänderung auftreten, wenn die Schichten unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten haben [46, 47]. Wenn die obere Schicht im Stapel tensil gegenüber dem Substrat verspannt ist, krümmt sich der Wafer konkav (positiver Krümmungswert), wenn sie kompressiv verspannt ist, ist die Krümmung konvex (negativer Krümmungswert). Der Krümmungswert ist der reziproke Krümmungsradius (Radius einer Kugeloberfläche die mit dem Wafer identisch ist) und wird üblicherweise in km^{-1} angegeben. Beim Wachstum von pseudomorphen Schichten kann man anhand des Anstiegs des Krümmungssignals die Gitterfehlanpassung bestimmen. Eine Änderung des Anstiegs, ist ein Zeichen für Relaxation einer verspannten Schicht.

Die In-situ-Messungen sind ein wichtiges Werkzeug um das Wachstum zu untersuchen und zu optimieren.

Röntgenbeugung Mit Hilfe der hochauflösenden Röntgenbeugung (HRXRD) an Kristallen kann aus der Verbreiterung der Reflexe auf die Kristallqualität einzelner Schichten geschlossen werden [38]. Die Verkippung und Verdrehung von Kristalldomänen (Mosaizität) vergrößert die Halbwertsbreite von symmetrischen und asymmetrischen Reflexen. Aus der Messung der Halbwertsbreiten kann man für c-plane GaN die Versetzungsdichte bestimmen [38]. Wegen der Anisotropie in nicht- und semipolaren Oberflächen, kann die Mosaizität anisotrop sein. Außerdem wird die Halbwertsbreite bestimmter Reflexe durch die Anwesenheit von Stapelfehlern vergrößert [48, 40].
Symmetrische Reflexe erfüllen die Braggbedingung unabhängig von der Waferrotation. Daher kann man mit diesen Reflexen die Anisotropie der Mosaizität messen, in dem man die Einfallsrichtung entlang verschiedener Kristallrichtungen wählt.
Bei der Beugung an Heterostrukturen gibt es mehrere Beugungspeaks, aus denen durch Vergleich mit einer Simulation auf die Zusammensetzung und die Dicke der verschiedenen Schichten geschlossen werden kann [49]. Diese Methode kann für nicht- und semipolare Heterostrukturen nicht ohne weiteres angewendet werden. Die Simulationsprogramme zum Fitten der Röntgenbeugungskurven rechnen mit einer biaxialen Verspannung. Die Anisotropie der Gitterfehlanpassung und der elastischen Konstanten führt zu einer Reduktion der Symmetrie [50], so dass unter diesen Umständen wesentlich mehr Reflexe zur Strukturbestimmung vermessen werden müssen und die Fitprogramme nicht mehr genutzt werden können [51].
Die Proben wurden mit einem Philips MRD bzw. einem Philips X'Pert gemessen. Für die Messung der Rockingkurven wurde am Detektor ein Schlitz mit einem Öffnungswinkel von 1° verwendet.

Photolumineszenz, Mikrophotolumineszenz und Hochanregungsphotolumineszenz Bei der Photolumineszenz (PL) werden durch Laserstrahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt. Das Licht, dass bei der strahlenden Rekombination dieser Elektron-Loch-Paare entsteht, wird durch ein Spektrometer und eine CCD-Kamera detektiert. Aus der spektralen Position der Emission, kann man Rückschlüsse auf den Rekombinationsvorgang und damit auf die Materialeigenschaften ziehen.
An diesem einfachen Aufbau kann man viele Modifikationen und Erweiterungen vornehmen, um mehr über den Rekombinationsprozess zu erfahren. Für die Messungen wurden verschiedene Aufbauten verwendet. Für Temperatur- und leistungsabhängige Messungen wurden He-Cd-Laser bzw. eine InGaN-Laserdiode mit einer Linse auf einen ca. 100 µm großen Spot fokussiert. Bei einer maximalen Leistung von 7 mW (100Wcm^{-2}) wurden $\approx 10^{17}$ cm^{-3} Ladungsträger erzeugt. Für Hochanregungsmessungen wurde ein gepulster frequenzvervierfachter Nd:Yag-Laser (4.65eV, 266 nm) verwendet. Bei einer Fokussierung auf 10x1000 µm^2 wurden Leistungsdichten zwischen $10 - 3000\,\mathrm{kWcm^{-2}}$ erreicht. Die Detektion erfolgte über die Kante. Bei Mikro-PL-Messungen (durchgeführt von L. Schade, H.-J. Möstel und U. Schwarz) wurde ein Ar^+-Ionen-Laser bei 3.27 eV (378 nm) mit einem Mikroskopobjektiv auf 0.4 µm fokussiert (Anregungsleistung $100\,\mathrm{kWcm^{-2}}$) [52]. Die Lumineszenz wurde auch durch das Mikroskopobjektiv gesammelt und mit einem Spektrometer detektiert.

Einen großen Einfluss auf die Lumineszenz hat die Anregungswellenlänge, weil sie bestimmt wo die Strahlung absorbiert wird. Bei *Templates* erfolgte die Anregung oberhalb der GaN-Bandkante mit einem He-Cd-Laser bei 3.81 eV (325 nm). Bei Proben mit InGaN-Quantenfilmen kann man auch unterhalb der GaN-Bandkante mit einer InGaN-Laserdiode bzw. einem Ar^+-Ionen-Laser bei 3.27 eV (378 nm) anregen, so dass Elektron-Loch-Paare nur in den Quantentöpfen angeregt werden (resonante Anregung). Die resonante Anregung erlaubt eine einfachere Interpretation der Ergebnisse. Bei der nichtresonanten Anregung diffundieren die Ladungsträger aus dem Anregungsvolumen in die Quantentöpfe. Insbesondere bei temperatur- und leistungsabhängigen Messungen, kann die Intensität durch die Ladungsträgerdiffusion beeinflusst werden, was bei resonanter Anregung vermieden wird.

Temperaturabhängige Messungen (durchgeführt von C. Netzel und H. Lawrenz) erlauben eine Aussage über die interne Quanteneffizienz [18]. Die interne Quanteneffizienz beschreibt das Verhältnis von strahlender und nichtstrahlender Rekombination. Bei 10 K sind die thermisch aktivierten nichtstrahlenden Rekombinationskanäle nicht aktiv, so dass vor allem strahlende Rekombination auftritt. Bei steigender Temperatur werden nichtstrahlende Rekombinationskanäle aktiv und die Lumineszenzintensität sinkt. Aus dem Verhältnis von Raumtemperatur- und Tieftemperaturintensität kann man dann die Quanteneffizienz berechnen.

Bei Hochanregungsphotolumineszenz (durchgeführt von J. Rass) mit streifenförmiger Anregung kann optisch gepumptes Lasing erreicht werden. Wenn auf der Probe kein Resonator definiert ist, lässt sich der Gain (die Verstärkung) und verstärkte spontane Emission messen. Dafür wird eine Probe mit Quantenfilmen und einem Wellenleiter benötigt. Durch den Wellenleiter wird das Licht parallel zur Probenoberfläche geleitet und kann über die Kante detektiert werden. Durch die Hochanregung wird eine Besetzungsinversion in den Quantentöpfen erreicht. Dadurch ist die stimulierte Emission stärker als die Absorption und es kommt zur Verstärkung. Wenn auf der Probe ein Resonator definiert ist, z.B. durch Spalten der Probe, tritt Lasing auf, wenn der Gewinn im Wellenleiter größer ist als die Absorptions-, Wellenleiter- und Spiegelverluste.

Mikrophotolumineszenz erlaubt die Abbildung von Fluktuationen der Emissionsenergie auf Submikrometerskala [52]. Im Gegensatz zur Kathodolumineszenz (CL) sind bei der Mikrophotolumineszenz die Anregungs- und Detektionsvolumina identisch. Daher hat die Ladungsträgerdiffusion keinen großen Einfluss auf die Auflösung. Der minimale Durchmesser von 400 nm auf den der Anregungslaser fokussiert werden kann, ist aber mit der Auflösung der CL vergleichbar.

Kathodolumineszenz Bei der Kathodolumineszenz wird die Lumineszenz die in einem Rasterelektronenmikroskop entsteht detektiert, so dass man ein ortsaufgelöstes Bild der Lumineszenz erhält (über alle Wellenlängen integriert, panchromatische CL) [53]. Mit Hilfe eines Spektrometers ist es möglich Spektren (in einem Punkt, bzw. Bildausschnitt) und spektral gefilterte Bilder bei einer bestimmten Emissionsenergie aufzunehmen (Mono-CL, durchgeführt von U. Zeimer). Um die Intensität für eine solche Abbildung zu erhöhen, wurde ein elliptischer Spiegel verwendet. Die Probe ist dabei in einem Brennpunkt des Spiegels und der Schlitz den Monochromators im

anderen, so dass Licht aus dem halben Raumwinkel detektiert wird. Außerdem kommen in dieser Arbeit CL-Mappings vor (durchgeführt von B. Bastek). Dafür wurde mit einem speziellen Detektor an jedem Bildpunkt ein vollständiges Spektrum aufgenommen [53]. Dies ermöglicht es im Nachhinein beliebige monochromatische Abbildungen und Spektren zu erstellen. Außerdem ist es möglich leichte Verschiebungen der Peakenergie abzubilden, die bei der Mono-CL nur als Intensitätsfluktuation erscheinen würden. Üblicherweise werden die Mono-CL-Aufnahmen und panchromatischen Aufnahmen bei 77 K und CL-Mappings bei 4 K durchgeführt, da dann die Emissionslinien weniger verbreitert sind und die Intensität höher ist. Problematisch ist bei diesen Temperaturen die Aufladung der Probe, da es nur sehr wenige freie Ladungsträger gibt. Wenn sich die Probe auflädt, kann es zu einer Verzerrung des Bildes kommen.

Die Auflösung ist zum einen durch die Größe des Anregungsvolumens und durch die Diffusionslänge der Ladungsträger gegeben. Das Anregungsvolumen wird durch die Beschleunigungsspannung der Elektronen bestimmt und kann zwischen 200 nm bei 5 kV und 2 µm bei 30 kV variiert werden [54]. Die Diffusionslänge ist eine Materialeigenschaft und wird durch die Rekombinationslebensdauer und der Diffusivität der Exitonen bestimmt. Eine hohe Defektdichte (sowohl Punkt- als auch ausgedehnte Defekte) führt zu einer verkürzten Lebensdauer und behindert die Diffusion. Wie die CL-Bilder in Kap. 4 zeigen, wird typischerweise eine Auflösung von $\approx$ 200 nm erreicht

Transmissionselektronenmikroskopie Bei der Transmissionselektronenmikroskopie wird die Probe mit hochenergetischen Elektronen (200 kV Beschleunigungsspannung) durchstrahlt (durchgeführt von A. Mogilatenko, P. Veit, Z. Wu). Dabei können verschiedene Kontrastmechanismen zur Abbildung verwendet werden. Neben der Abbildung kann man außerdem Beugungsaufnahmen erstellen, um die Probenorientierung im Mikroskop und die Anregungsbedingungen zu überprüfen. In dieser Arbeit sind die Hochauflösungsabbildung und die Beugungskontrastabbildung verwendet worden. Bei der Beugungskontrastabbildung wird ausgenutzt, dass nicht alle Pobenorte die gleichen Netzebenenabstände haben. An Versetzungen sind die Netzebenen verzerrt. Wenn in der Beugungsbildebene eine Blende auf einen Reflex gesetzt wird und nur mit diesem Reflex eine Abbildung erfolgt, erscheinen Bereiche hell, in denen die Beugungsbedingungen für diesen Reflex erfüllt sind. In der Nähe einer Versetzung ist das Gitter verzerrt und die Beugungsbedingung werden nicht erfüllt, so dass diese dunkel erscheinen. Da der Burgersvektor einer Versetzung die Richtung der Gitterverzerrung bestimmt, sind Versetzungen in der Beugungskontrastabbildung nur sichtbar wenn Burgersvektor $\mathfrak{b}$ und Vektor des zur Abbildung verwendeten Reflexes $\mathfrak{g}$ nicht senkrecht zueinander sind ($\mathfrak{b} \cdot \mathfrak{g} \neq 0$).

Auch planare Defekte sind in der Beugungskontrastabbildung sichtbar. Sie sind nicht sichtbar, wenn das Skalarprodukt aus Verschiebungsvektor und Beugungsvektor ein ganzzahliges Vielfaches ist ($R \cdot \mathfrak{g} = n$). I_1 und I_2 Stapelfehler sind also beide mit einem Beugungsvektor vom $\mathfrak{g} = 1\bar{1}00$ sichtbar, bei der Abbildung mit $\mathfrak{g} = 0002$ aber unsichtbar. Werden planare Defekte nicht „Edge on“ (d.h. senkrecht zur Defektebene) abgebildet, sieht man Kontrastoszillationen im Bereich des Defekts.

Bei der Hochauflösungsabbildung wird mit möglichst vielen Reflexen abgebildet. Die Probe muss dabei möglichst genau entlang einer niedrig indizierten Richtung orientiert sein, damit übereinander liegende Atome (in „Atomsäulen“ angeordnet) scharf abgebildet werden können. Bei dieser Abbildungsart entsteht der Kontrast durch die Interferenz der unterschiedlichen Reflexe. Dabei hängt es von den Abbildungsbedingungen ab, ob Atomsäulen als dunkle oder helle Punkte erscheinen.

Scanning Weißlichtinterferometer Das Scanning Weißlichtinterferometer misst die Oberflächenmorphologie berührungslos [55, 56, 57]. Dazu wird die Probe durch ein Interferometerobjektiv mit weißem Licht beleuchtet und abgebildet [57]. Ein Strahlteiler im Objektiv erzeugt einen Referenzstrahl, der dann mit dem reflektierten Licht der Probe überlagert wird. Durch Verwendung von Weißlicht ist die Kohärenzlänge sehr kurz und damit auch der Bereich, in dem Interferenz auftritt. Ist die Probe in der Nähe der Fokushöhe, gibt es Interferenz. Durch Variation der Fokusposition mit einem Piezo-Scanner wird für jeden Bildpunkt eine Intensitätskurve in Abhängigkeit von der z-Position aufgezeichnet. Aus den Interferenzstreifen in der Nähe des Fokus kann nun die z-Position des Bildpunktes berechnet werden [56]. Die laterale Auflösung des Scanning Weißlichtinterferometers entspricht einem Lichtmikroskop und liegt bei dem verwendetem 50x-Objektiv bei 400 nm. Die z-Auflösung liegt bei < 1 nm [56]. Das abgebildete Areal kann durch das Zusammensetzen mehrerer Aufnahmen vergrößert werden, so dass Aufnahmen der gesamten Waferoberfläche möglich sind und so auch deren Verkrümmung bestimmt werden kann.

Mikro-Raman-Spektroskopie Bei der Ramanspektroskopie wird Anregungslicht durch die Erzeugung oder Vernichtung von Phononen gestreut (durchgeführt von T. Brumme und G. Irmer). Dabei ändert sich die Photonenenergie leicht. Diese Änderung entspricht der Energie der erzeugten oder vernichteten Phononen. Das Phononenspektrum ist charakteristisch für bestimmte Kristalle (Zusammensetzung und Struktur). Auch die Kristallorientierung ist entscheidend, da durch Auswahlregeln einige Phononenbanden verboten sein können [58]. Die Phononenenergie reagiert sehr stark auf Verspannung, so dass man durch die Verschiebung der Phononenbanden die Verspannung im Kristall bestimmen kann. Dazu muss man die Lage der Phononenbanden im unverspannten Kristall kennen [59] und das Deformationspotential [60]. Analog zur Mikro-PL wurde bei der Mikro-Raman-Spektroskopie die Probe durch ein Mikroskopobjektiv angeregt (0.5 µm Spotdurchmesser) und die Strahlung detektiert. Für die Aufnahme von Ramanspektren wurde ein Horiba Yobin Labram 800 verwendet. Für die Anregung wurde ein frequenzverdoppelter Nd:Yag Laser bei 532 nm verwendet. Zur exakten Eichung der Wellenzahl wurde ein Si-Einkristall und die Linie eine Hg-Lampe verwendet. Die absolute Genauigkeit der Wellenzahl des gestreuten Lichts beträgt somit $0.5\,\mathrm{cm}^{-1}$ und die Genauigkeit bei der Bestimmung von Peak-zu-Peak-Abständen beträgt $0.3\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Kapitel 3

Heteroepitaktische Abscheidung von nichtpolaren GaN-Schichten

In dieses Kapitel beschreibt die Entwicklung von nicht- und semipolaren GaN-Pufferschichten auf verschiedenen Fremdsubstraten. Dabei soll eingeschätzt werden, ob sich diese Schichten als Pufferschicht von Bauelementen eignen. Für die Eignung als *Template* für Baulemente sind die Morphologie und die Kristallqualität entscheidend. Auch die Orientierung der Schicht ist ein entscheidender Parameter. An geeigneten *Templates* könnten die Teilschichten von Baulementen optimiert und unterschiedliche Orientierungen miteinander verglichen werden.

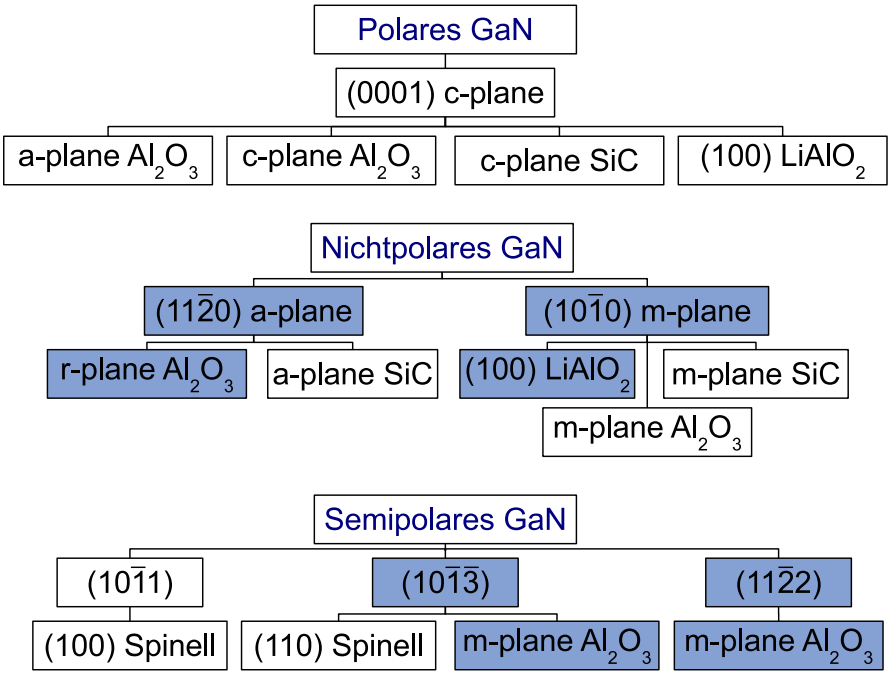


Abbildung 3.1: Übersicht über den Zusammenhang zwischen Substratmalerial und -orientierung und der Orientierung der abgeschiedenen GaN-Schicht. Die blau hinterlegten Kästen sind in dieser Arbeit untersuchte Substrate.

Für die heteroepitaktische Abscheidung von GaN gibt es eine Vielzahl von Substraten und Substratorientierungen, die zu verschiedenen Orientierungen der GaN-Schicht

führen (siehe Abb. 3.1). Im Rahmen dieser Arbeit wurden für r-plane Saphir, m-plane Saphir und (100) γ-$LiAlO_2$ Wachstumsprozesse entwickelt und die Schichten mit c-plane GaN auf c-plane Saphir verglichen. Ein Grund für die Auswahl der Substrate ist deren Verfügbarkeit. a-plane oder m-plane SiC und Spinell sind nur in kleinen Substratgrößen verfügbar. Zum anderen decken die verwendeten Substrate relativ viele der heteroepitaktisch möglichen Orientierungen ab.

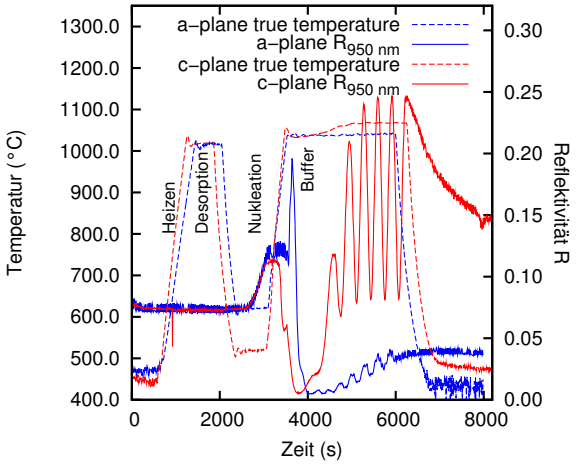
3.1 $(11\bar{2}0)$ a-plane GaN auf $(10\bar{1}2)$ r-plane Saphir

Die ersten Experimente wurden auf r-plane Saphir durchgeführt. Aus der Literatur war bekannt, dass man a-plane Wachstum analog zu c-plane GaN auf c-plane Saphir, mit einem Mehrschrittwachstum bestehend aus Nukleation, Rekristallisierung und Hochtemperaturpufferschicht erreichen kann [61]. Ausgehend vom c-plane Wachstumsprozess wurden also Wachstumsparameter für glatte Schichten gesucht. a-plane GaN ist attraktiv für die Reduktion der Polarisationsfelder, da die a-Ebene senkrecht zur c-Ebene liegt und daher keine Polarisationsfelder in Wachstumrichtung auftreten. Außerdem sind die Substrate leicht verfügbar und die Epitaxiebeziehung ist, im Gegensatz zum Wachstum auf m-plane Saphir, eindeutig. Die Epitaxiebeziehung ist dabei folgende [62]:

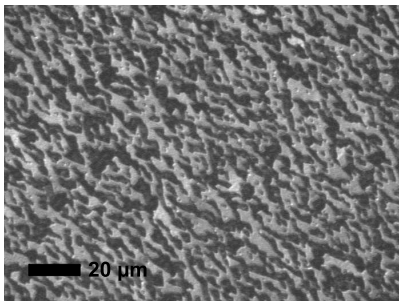
$$(10\bar{1}2)_{\text{Saphir}} \| (11\bar{2}0)_{\text{GaN}}$$
$$[10\bar{1}\bar{1}]_{\text{Saphir}} \| [0001]_{\text{GaN}}$$
$$[1\bar{2}10]_{\text{Saphir}} \| [1\bar{1}00]_{\text{GaN}}$$

Diese Relation ist schon sehr lange bekannt, da neben c-plane auch r-plane Saphir ein günstiges und leicht verfügbares Substrat ist. Die Entwicklung von Bauelementen auf diesem Substrat war aber wegen der schlechten Morphologie im Vergleich zu c-plane unattraktiv [63]. Erst die Suche nach einem Substrat für nichtpolares GaN führte zur Entwicklung glatter a-plane GaN-Schichten [61].

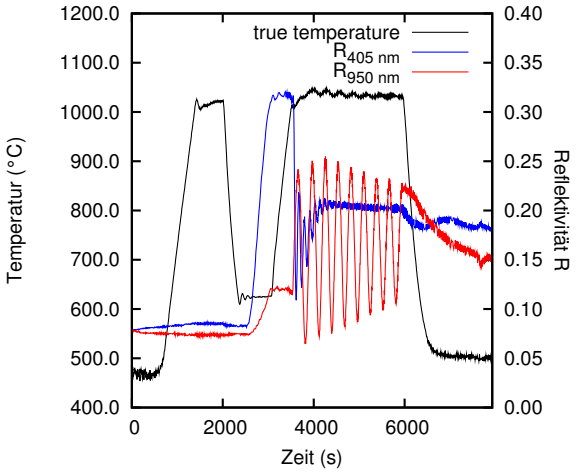
Planares Wachstum Für das Wachstum von a-plane GaN wurde der Nukleationsprozess von c-plane GaN angepasst. Wichtigster Parameter für das Wachstum einer glatten a-plane GaN Schicht ist der Druck. Wie aus der Transiente der In-situ-Reflektionsmessung in Abb. 3.2a zu erkennen ist, sinkt die Reflektivität bei 400 mbar schnell ab, das heißt die Schicht wird rau, wie auch die lichtmikroskopische Aufnahme in Abb. 3.2b zeigt. Bei c-plane GaN sinkt die Amplitude zu Anfang auch, da sich auf der Nukleationsschicht dreidimensionale Inseln bilden. Diese koaleszieren aber zu einer glatten c-plane Oberfläche, wie an den Oszillationen mit großer Amplitude zu erkennen ist. Im Vergleich dazu lassen sich bei 100 mbar sehr gut Wachstumsoszillationen für a-plane GaN beobachten (Abb. 3.2c). Der Vergleich der lichtmikroskopischen Aufnahmen zeigt, dass sich bei 400 mbar Löcher ausbilden, die sich wärend des Wachstums der Pufferschicht nicht schließen (Abb. 3.2b & d). Wie auch die ELOG-Versuche in Kap. 4 zeigen, lässt sich schlussfolgern, dass die a-Ebene im Vergleich zu den hier aufgetretenen semipolaren und m-Facetten eine höhere Wachstumsrate besitzt, so dass Morphologiestörungen nicht ausgeglichen sondern verstärkt



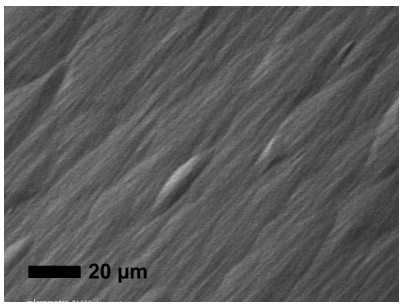
(a) 400 mbar



(b)



(c) 100 mbar

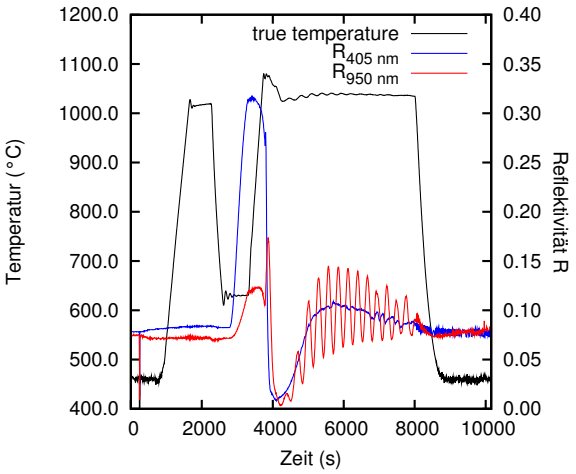


(d)

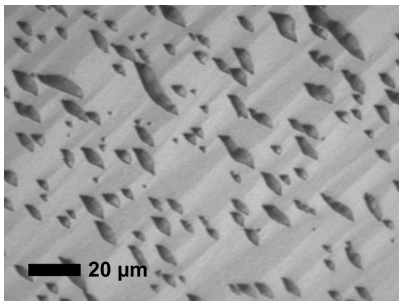
Abbildung 3.2: a) & c) In-situ-Transienten der Temperatur und Reflektivität vom Wachstum einer a-plane GaN-Schicht auf r-plane Saphir bei einem Reaktordruck von a) 400 mbar und c) 100 mbar. b) & d) Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächen der Wafer aus a) und c).

werden. Bei der Absenkung des Drucks verringert sich der Wachstumsratenuntschied der konkurrierenden Facetten, so dass planares Wachstum möglich ist.

Die Reflektionskurve eines Versuchs zur Verbesserung der Kristallqualität in Abb. 3.3 zeigt, dass selbst bei niedrigem Druck die a-Ebene etwas schneller wächst als die konkurrierenden Facetten: Analog zum Wachstumsprozess auf c-plane GaN wurde bei diesem Versuch nach der Nukleation eine raue Schicht gewachsen, die anschließend durch laterales Wachstum geschlossen werden sollte. Eine solche Prozessführung führt auf c-plane GaN zu einer Verringerung der Versetzungsdichte [64, 65]: Versetzungen knicken beim dreidimensionalen Wachstum ab (vergl. Kap. 4.1) und können so leichter annihilieren (vergl. 1.2.1). Außerdem entstehen dadurch größere Inseln, die insgesamt weniger Kleinwinkelkorngrenzen und damit weniger durchsto-



(a)



(b)

Abbildung 3.3: a) In-situ-Transienten der Temperatur und Reflektivität vom Wachstum einer a-plane GaN-Schicht auf r-plane Saphir mit einer Zweischrittpufferschicht (400 mbar/100 mbar). b) Lichtmikroskopaufnahmen der Oberfläche des Wafers aus a).

ßende Versetzungen erzeugen. Um große Inseln zu erzeugen wurde das Pufferschichtwachstum bei 400 mbar begonnen und anschließend der Druck auf 100 mbar in 7 min abgesenkt. Das schnelle Absinken der Reflektivität zu Beginn des Wachstums bei 400 mbar zeigt, dass in diesem Versuch die Schicht wie geplant schnell aufraut. Im zweiten Schritt bei 100 mbar, wo zuvor glattes Wachstum möglich war, wird die Schicht aber nicht glatt sondern erreicht eine maximale Reflektivität von 7% und zeigt wieder große Löcher (siehe Abb. 3.3b). Auch in der Literatur finden sich ähnliche Ergebnisse, die vor allem für niedrigen Druck, hohe Temperaturen und niedriges V/III-Verhältnis eine geschlossene Oberfläche beschreiben [66].

Wachstumsbedingungen Das Rezept zum Wachstum von a-plane GaN *Templates*[1] ähnelt dem typischen Rezept für c-plane GaN. Nach einer Desorptionsphase (50 mbar, 1200°C), die der Reinigung des Substrats dient, wird auf Nukleationstemperatur abgekühlt und der Druck auf 200 mbar erhöht. Bei den meisten Versuchen wurde eine Nukleationstemperatur von 660° C verwendet. Eine Variation der Nukleationstemperatur zwischen 540° C und 670° C hatte keinen Einfluss auf Morphologie, Rissbildung und Kristallqualität. Nach der Nukleation wurde auf Wachstumstemperatur geheizt. In dieser Heizphase kommt es zu einer Rekristallisation der Nukleationsschicht, so dass die Dauer möglicherweise einen Einfluss auf die Schichtqualität hat. Die Wachstumstemperatur wurde zwischen 1200° C und 1270° C und der Druck zwischen 50 und 400 mbar variiert. Typischerweise wurden die Pufferschichten 40 min lang mit einer Rate von 2.6 µm/h bis zu einer Dicke von 1.8 µm gewachsen.

[1] *Template* bezeichnet ein Heterosubstrat mit einer GaN-Schicht, jedoch ohne aktive Schichten

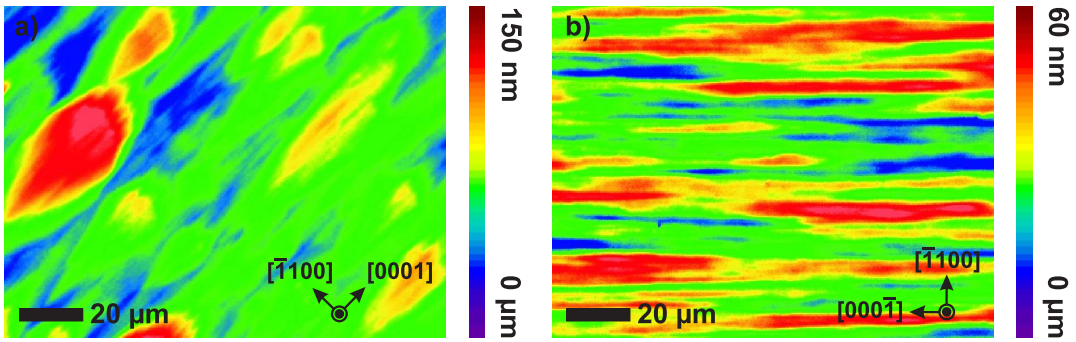


Abbildung 3.4: SWLI-Aufnahmen von a-plane GaN Schichten auf a) on axis und b) 0.25° nach [0001] präzisionsverkipptem r-plane Saphirsubstrat.

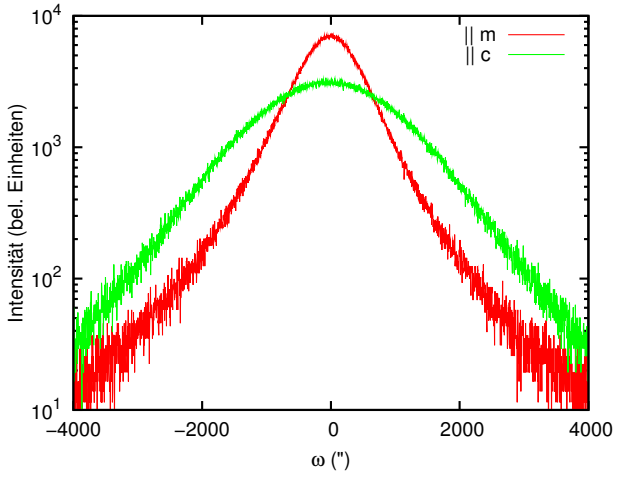


Abbildung 3.5: Röntgenbeugungrockingkurven eines a-plane *Templates* mit der Beugungsebene parallel zur m- bzw. c-Richtung der Probe.

Morphologie Eine genauere Analyse der Oberfläche zeigt eine lokale Rauigkeit von 4.0 nm (10x10 µm^2 AFM). Auf größeren Längenskalen findet man Wellen entlang der m-Richtung und Hügel, die entlang der c-Richtung ausgerichtet sind (vergl. Abb. 3.4a). Die meisten Hügel haben ein zur Oberfläche um 0.25° verkipptes Plateau. Die Verwendung eines um 0.25° in c-Richtung verkippten Substrats sollte eine Reduktion dieser Hügel bewirken. Die Oberfläche eines solchen *Templates* ist in Abb. 3.4b zu sehen. Die Hügelbildung ist deutlich unterdrückt aber im Gegenzug entstehen Risse, die alle parallel zur c-Richtung ausgerichtet sind. Die Rissdichte steigt von 10 cm^{-1} für unverkippte Substrate auf 100 cm^{-1} auf verkippten Substraten. Die parallele Ausrichtung spricht für eine anisotrope Verspannung (vergl. Kap. 3.1). Mit einer Variation von Druck und Wachstumstemperatur konnte die Rissdichte zwar verringert werden, gleichzeitig traten aber Löcher auf.

Kristallqualität Die Kristallqualität ist eine Umschreibung für die Dichte von Defekten, die die optischen und elektronischen Eigenschaften sowie die Morphologie beeinflussen (Vergl. Kap. 1.2). Oft wird die Halbwertsbreite der Rockingkurve (RC-FWHM) als ein Maß für die Kristallqualität benutzt (vergl. 2.2). Die RC-FWHM des symmetrischen 11$\bar{2}$0 Reflexes von a-plane GaN *Templates* ist anisotrop.

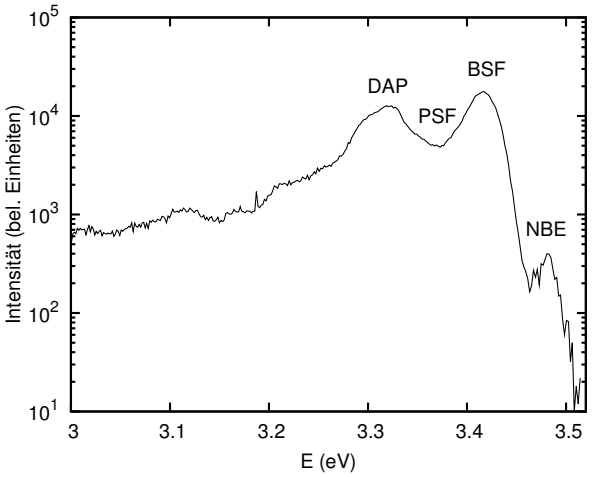


Abbildung 3.6: Tieftemperatur-PL-Spektrum (10 K) einer a-plane GaN Schicht auf r-plane Saphir. Aufgenommen von C. Netzel und H. Lawrenz.

Abb. 3.5 zeigt, dass die Halbwertsbreite bei Einstrahlung entlang der c-Richtung mit 2160″ deutlich größer ist, als bei Einstrahlung entlang der m-Richtung (senkrecht zur c-Richtung) mit 900″. Die Vergrößerung der Halbwertsbreite wird durch verschiedene Effekte verursacht [40]: Für eine anisotrope Verbreiterung der Peaks kommen anisotroper Tilt (Mosaizität) und eine Verringerung der Kohärenzlänge durch Domänenbildung in Frage. Bei der Größe der Domänen und deren Verkippung spielt die Nukleation und die Koaleszenz zu Beginn des Hochtemperaturwachstums eine entscheidende Rolle. Wie zuvor beschrieben, planarisieren die a-plane Schichten sofort bei Beginn des Hochtemperaturwachstums. Es bilden sich also keine größeren Domänen mit geringer Mosaizität wie bei c-plane GaN. Durch die Anisotropie der Wachstumsraten in m- und c-Richtung entstehen Inseln mit unterschiedlichen Ausdehnungen, die zur anisotropen Rockingkurvenverbreiterung führen (vgl. [67]). Die gemessenen Halbwertsbreiten stimmen mit den Werten von Craven et al. [61] überein. TEM-Untersuchungen haben gezeigt, dass die Versetzungsdichte in diesen Schichten $10\text{x}10^{10}\,\text{cm}^{-2}$ und die Stapelfehlerdichte $5\text{x}10^{5}\,\text{cm}^{-1}$ beträgt (in Kap. 4 ausführlicher beschrieben).

Lumineszenzeigenschaften Bestimmte Defekte sind strahlende Rekombinationszentren und daher in PL-Spektren sichtbar. Das Auftreten bestimmert Defektbanden zeigt eine hohe Dichte von Punktdefekten an [68]. Auch BSF können mit Hilfe der PL identifiziert werden, da sie eine intensive Lumineszenz bei 3.42 eV (bei 10 K) zeigen [42, 43, 69, 41]. In Verbindung mit der Lumineszenz bei 3.42 eV treten weitere Peaks bei 3.33, 3.29, 3.22 und 3.12 eV auf. Dieses Lumineszenzbanden sind auch in den Spektren der a-plane *Templates* in Abb. 3.6 zu sehen. Die Korrelation mit Defekten wurde in der Literatur diskutiert, aber nicht abschließend geklärt. Potentielle Kandidaten für diese Linien sind Donator-Akzeptor-Paar-Übergänge (DAP) [69], prismatische Stapelfehler (PSF) [43], Partialversetzungen (PD) [43] oder I_2 Basalflächenstapelfehler [70]. Das Auftreten von weiteren Lumineszenzbanden unterhalb von 3.3 eV im Abstand von $\approx$ 90 meV spricht für einen Donator-Akzeptor-Paarübergang. Die Peaks könnten durch Phononenreplika erzeugt worden sein, die entstehen, wenn bei der strahlenden Rekombination ein oder mehrere optische Pho-

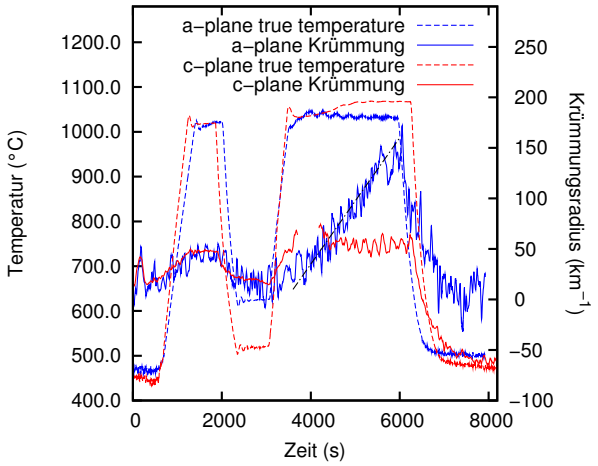


Abbildung 3.7: Transienten der In-situ-Krümmungsmessung des Wachtums von c-plane und a-plane *Templates* (Reflektivität siehe Abb. 3.2).

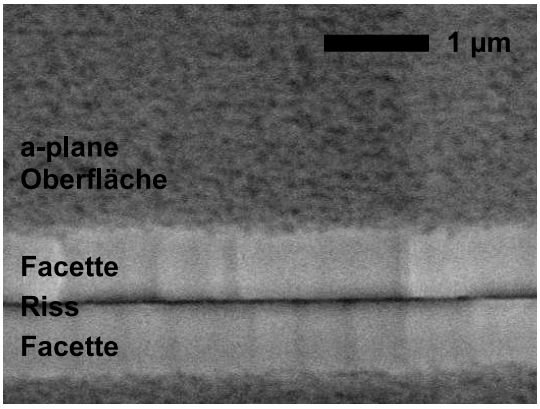


Abbildung 3.8: Plan-view-REM-Aufnahme von einem Riss an der Oberfläche eines a-plane *Templates*. Der Riss wird gesäumt von zwei Factten, die deutlich glatter sind als die a-plane Oberfläche.

nonen mit der Energie von 92 meV erzeugt werden [71]. Der DAP-Übergang hat eine hohe Wahrscheinlichkeit der Phononenwechselwirkung und ist daher eine wahrscheinliche Erklärung für die Lumineszenz um $\approx$ 3.3 eV. Das Auftreten einer DAP-Bande deutet auf eine relative hohe Konzentration von Punktdefekten oder eine elektrische Aktivität von Versetzungen hin. Weitere Untersuchungen zu den Lumineszenzeigenschaften von a-plane Proben sind im Kap. 4 zu finden.

Verspannung Beim Wachstum von GaN treten sowohl beim Wachstum als auch beim Abkühlen des *Templates* Spannungen auf. Während des Wachstums kann mit einem In-situ-Krümmungssensor (vgl. 2.1) die Krümmung gemessen werden, die einen Rückschluss auf den Verspannungszustand erlaubt [46, 47]. In Abb. 3.7 sind die Krümmung eines c-plane und a-plane *Templates* zu sehen. Beim Hochheizen ändert sich die Krümmung der unbewachsenen Substrate wegen des Temperaturunterschieds zwischen der geheizten Unterseite und der vom Gas gekühlten Oberseite. Während des Wachstums der Pufferschicht verkrümmt sich die a-plane Schicht mit zunehmender Schichtdicke konkav mit einem Anstieg von 3.75 km^{-1}min^{-1}. Ursache ist eine tensile Verzerrung der Schicht, weil die Gitterfehlanpassung zum Substrat nicht vollständig durch die Nukleationsschicht abgebaut wurde. Der Vergleich mit einem c-plane *Template* zeigt, dass die Krümmung auf a-plane wesentlich stärker ist als auf c-plane, wo kein Anstieg der Krümmung mit der Wachstumszeit zu be-

obachten ist. Nach ca. 5500 s bei einer Krümmung von 150 km^{-1} erhöht sich die Schwankung des Signals und verringert sich der Anstieg. Dies deutet auf einen Abbau der Verspannungsenergie durch Rissbildung hin. Ein weiterer Hinweis auf eine Entstehung der Risse wärend des Wachstums sind ausgebildete m-Facetten an den Rändern der Risse wie Abb. 3.8 zeigt. Diese Facetten bilden sich wärend des Wachstums aus, da die m-Facette langsamer als die a-Facette wächst (vgl. Kap. 4).

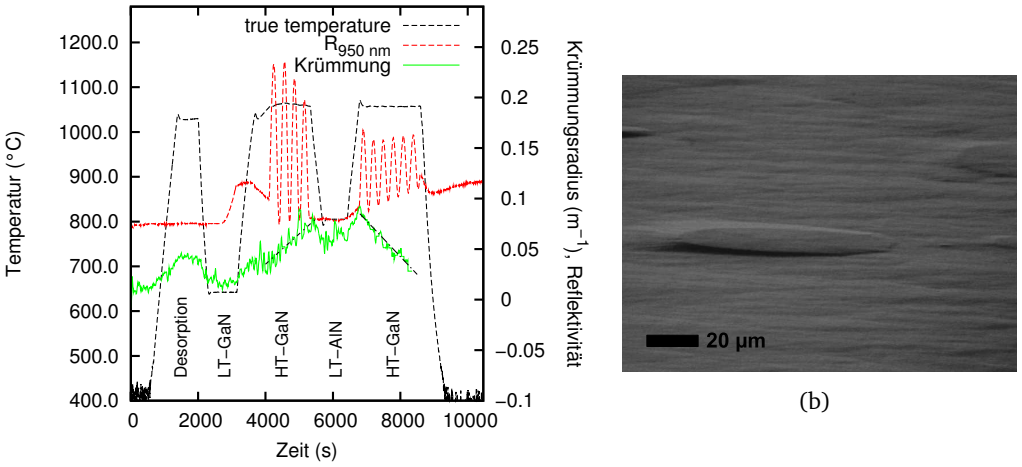


Abbildung 3.9: a) In-situ-Transienten der Temperatur und Reflektivität vom Wachstum einer a-plane GaN-Schicht auf r-plane Saphir mit AlN-Zwischenschicht. Dabei bezeichnet LT-GaN die Nukleationsschicht, HT-GaN die Pufferschicht und LT-AlN die Zwischenschicht. b) Lichtmikroskopaufnahmen der Oberfläche des Wafers aus a).

Von c-plane GaN auf Si ist bekannt, dass Tieftemperatur-AlN-Zwischenschichten tensile Verspannungen verringern können [72, 73]. Die In-situ-Krümmungsmessung eines a-plane *Templates* mit AlN-Zwischenschicht ist in Abb. 3.9a zu sehen. Die maximale Krümmung bleibt mit 80 km^{-1} deutlich unter dem Wert der *Templates* ohne Zwischenschicht von 150 km^{-1}. Die Pufferschicht, die auf dem LT-AlN gewachsen wird, ist nicht mehr tensil, sondern kompressiv verspannt. Die Krümmung nimmt um 2.1 $km^{-1}min^{-1}$ ab. Allerdings ist nach dem Wachstum der Zwischenschicht die Amplitude der 950 nm Reflektivität deutlich niedriger als zuvor, was für eine größere Oberflächenrauigkeit spricht. Wie die Lichtmikroskopbilder nach dem Wachstum zeigen, gibt es keine Risse in der Schicht, aber es sind wieder die abgeflachten Hügel vorhanden (Abb. 3.9b).
Ebenfalls hat der Abkühlvorgang (sinkende Temperatur am Ende des Versuchs in Abb. 3.7) Einfluss auf den Verspannungszustand der Schichten: Durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaN und Saphir verringert sich die Krümmung des Wafers. Da die Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten in den In-plane-Richtungen (c-Richtung und m-Richtung) unterschiedlich ist, kommt es zu einer anisotropen Verkrümmung, wie die SWLI-Aufnahme eines ganzen Wafers in Abb. 3.10 zeigt: Der Wafer ist sattelförmig verkrümmt mit einer konvexen Krümmung von 170 km^{-1} in [0001]-Richtung und einer konkaven

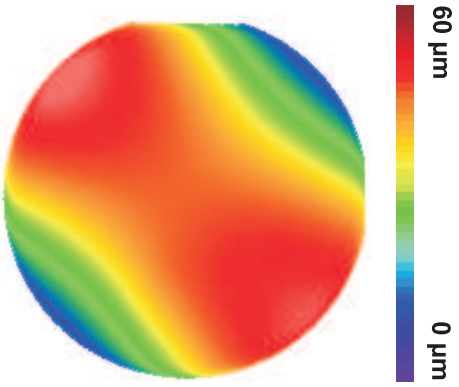


Abbildung 3.10: SWLI-Abbildung eines 2“ a-plane *Templates* nach dem Wachstum.

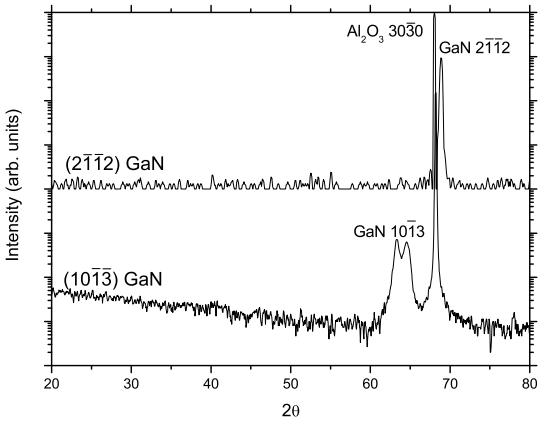


Abbildung 3.11: Symmetrischer $\omega/2\theta$ XRD scan um den $30\bar{3}0_{\text{Saphir}}$ Reflex für eine $(10\bar{1}\bar{3})$ und eine $(2\bar{1}\bar{1}2)$ orientierte GaN-Schicht auf m-plane Saphir. Siehe auch [75].

Krümmung von $50\,\text{km}^{-1}$ in $[1\bar{1}00]$-Richtung.

3.2 Semipolares $(11\bar{2}2)$ GaN auf m-plane Al_2O_3

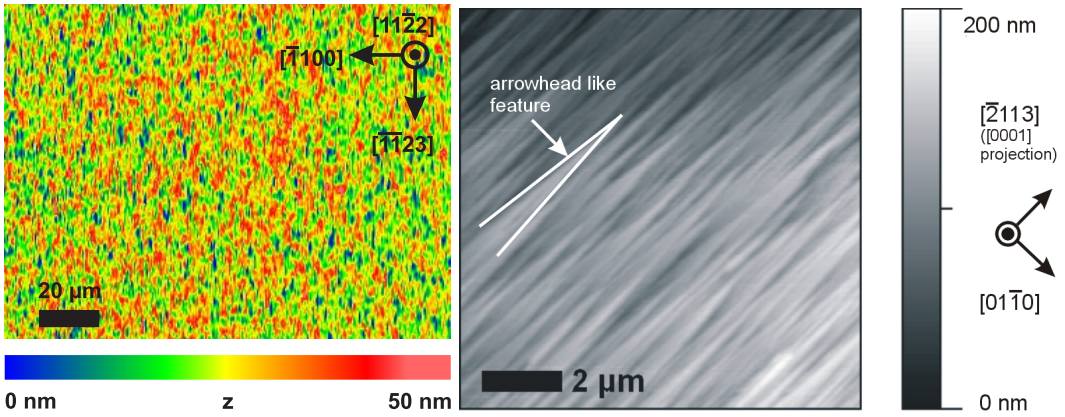
m-plane Saphir erlaubt das Anwachsen von semipolar orientierten GaN Schichten, insbesondere $(11\bar{2}2)$ und $(10\bar{1}3)$ (siehe Abb. 3.11 [74]). Die Epitaxiebeziehung für $(11\bar{2}2)$ entspricht der Relation für a-plane GaN (vgl. Kap. 3.1):

$$(10\bar{1}0)_{\text{Saphir}} \| (11\bar{2}\bar{2})_{\text{GaN}}$$
$$[0001]_{\text{Saphir}} \| [\bar{1}\bar{1}23]_{\text{GaN}}$$
$$[1\bar{2}10]_{\text{Saphir}} \| [\bar{1}100]_{\text{GaN}}$$
$$(10\bar{1}2)_{\text{Saphir}} \| (2\bar{1}\bar{1}0)_{\text{GaN}}$$

Beim Wachstum von $(10\bar{1}3)$ orientiertem GaN gilt folgende Epitaxiebeziehung:

$$(10\bar{1}0)_{\text{Saphir}} \| (10\bar{1}\bar{3})_{\text{GaN}}$$
$$[1\bar{2}10]_{\text{Saphir}} \| [\bar{3}032]_{\text{GaN}}$$
$$[0001]_{\text{Saphir}} \| [\bar{1}2\bar{1}0]_{\text{GaN}}$$

Die Polarität wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt. Eine zuverlässige Methode ist die konvergente Elektronenbeugung, mit der in der Literatur die $(11\bar{2}2)$ Schichten als galliumpolar [74, 76] und die $(10\bar{1}\bar{3})$ Schichten als stickstoffpolar identifiziert. Für die vorliegenden Untersuchungen wird dieselbe Polarität angenommen. Da es zwei in der Literatur berichtete Orientierungen auf m-plane Saphir gibt, besteht die Gefahr, dass die gewachsenen Schichten nicht phasenrein sind, d.h. Schichten mit unterschiedlich orientierten Kristalliten entstehen. Die meisten Versuche ergaben eine vollständig $(11\bar{2}2)$ orientierte Schicht mit einem kleinen Anteil $(10\bar{1}\bar{3})$ was mit $\omega/2\theta$-Scans gemessen wurde. Es wurde kein Parametersatz gefunden, mit dem $(10\bar{1}\bar{3})$ orientierte Schichten reproduzierbar gewachsen werden konnten.
Die Oberfläche der $(11\bar{2}2)$ Schichten ist spiegelnd. Die Röntgenanalyse bestätigt die Epitaxiebeziehung. Bei einigen Wafern ist jedoch auch ein azimuthal um 180° gedrehtes Aufwachsen zu finden. Eine genauere Analyse ergab, dass zwischen $(10\bar{1}0)_{\text{Saphir}}$ und $(11\bar{2}2)_{\text{GaN}}$ eine Verkippung von 0.6° in Richtung $[0001]_{\text{GaN}}$ existiert. Von Baker et al. und Vennégues et al. wurden ähnliche Werte gemessen [74, 76].



(a) SWLI (b) AFM

Abbildung 3.12: Abbildung der Oberfläche eines $(11\bar{2}2)$ GaN *Templates* mit a) SWLI und b) AFM. Siehe auch [75].

Morphologie Die Oberfläche zeigt im Gegensatz zu a-plane GaN keine Wellen und Hügel auf großen Längenskalen (siehe Abb. 3.12). Mit dem AFM kann man jedoch pfeilförmige Strukturen auflösen (siehe Abb. 3.12). Sie sind in $[\bar{1}\bar{1}23]_{\text{GaN}}$ Richtung ausgerichtet, haben eine Stufenhöhe von 25 nm bei einer Periodizität von 400 nm in $[10\bar{1}0]_{\text{GaN}}$. Die RMS-Rauigkeit ($10 \times 10\,\mu m^2$ AFM) ist daher mit 15 nm im Vergleich zu a-plane und c-plane GaN relativ groß.
Die Strukturen sind relativ zur mittleren Oberfläche um $0.4° - 0.9°$ verkippt. Es liegt die Vermutung nahe, dass die Oberflächenstruktur durch die Verkippung von $(10\bar{1}0)_{\text{Saphir}}$ und $(2\bar{1}\bar{1}2)_{\text{GaN}}$ um 0.6° entsteht.

Kristallqualität Wie auch bei a-plane GaN ist die Rockingkurvenhalbwertsbreite des symmetrischen Reflexes von der Einstrahlrichtung abhängig (vgl. Kap. 3.1). Die

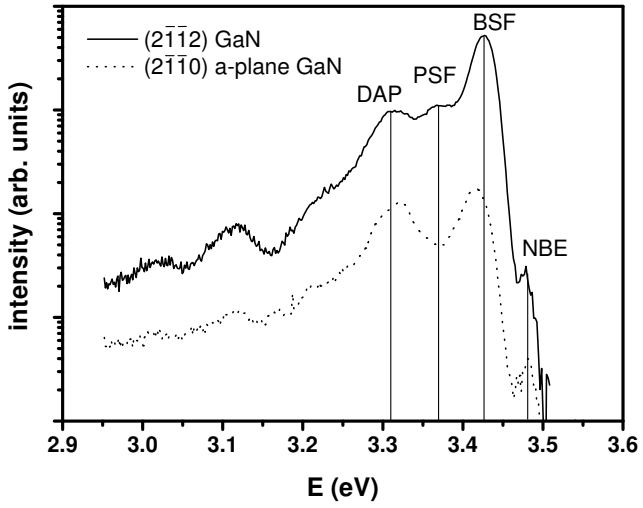


Abbildung 3.13: PL-Spektrum (10 K) von (11$\bar{2}$2) and (11$\bar{2}$0) GaN auf Saphir. Die identifizierten Peaks sind im Text beschrieben. Messung von C. Netzel und H. Lawrenz, siehe [75]

Halbwertsbreite ist auch hier bei Einstrahlung entlang [0$\bar{1}$10] mit 670″ minimal und bei Einstrahlung entlang [$\bar{1}\bar{1}$23] mit 1590″ maximal.

Lumineszenzeigenschaften Das Lumineszenzspektrum ähnelt dem Spektrum von a-plane GaN auf r-plane Saphir sehr. Auch hier dominiert der BSF-Peak, wärend die bandkantennahe Lumineszenz stark unterdrückt ist. Neben diesen beiden sind noch Peaks bei 3.37 eV, 3.31 ± 0.01 eV und mit geringer werdender Energie immer schwächer werdende Peaks bei 3.23 ± 0.03 eV, 3.12 ± 0.02 eV und 3.02 ± 0.02 eV zu sehen. Diese Peaks werden in der Literatur prismatischen Stapelfehlern (PSF) und Donator-Akzeptor-Paar-Übergängen zugeschrieben [43, 69]. Letztere haben eine starke Phononenwechselwirkung und erzeugen die Phononenreplika im Abstand von ≈ 90 meV bei 3.23 eV, 3.12 eV und 3.02 eV (vgl. Kapitel 3.1).

3.3 m-plane GaN auf (100) γ-LiAlO$_2$

Die Epitaxiebeziehung für m-plane GaN auf (100) γ-LiAlO$_2$ [77]:

$$(100)_{\mathrm{LiAlO_2}} \| (10\bar{1}0)_{\mathrm{GaN}}$$
$$[001]_{\mathrm{LiAlO_2}} \| [\bar{1}2\bar{1}0]_{\mathrm{GaN}}$$
$$[010]_{\mathrm{LiAlO_2}} \| [0001]_{\mathrm{GaN}}$$

Die Gitterfehlanpassung beträgt 0.3% entlang $[0001]_{\mathrm{GaN}}$ und 1.7% entlang $[\bar{1}2\bar{1}0]_{\mathrm{GaN}}$ [77]. Solch eine geringe Gitterfehlanpassung ermöglicht ein Wachstum ohne die auf Saphir übliche Niedertemperaturnukleationsschicht (siehe unten). Im Gegensatz zu Saphir hat LiAlO$_2$ einige Eigenschaften, die für das Wachstum von Bauelementen problematisch sind.

- Die Oberfläche ist wasserempfindlich. Bei Kontakt mit Wasser wird die Oberfläche angegriffen und es kommt zu einer deutlichen Erhöhung der Oberflächenrauigkeit [78].

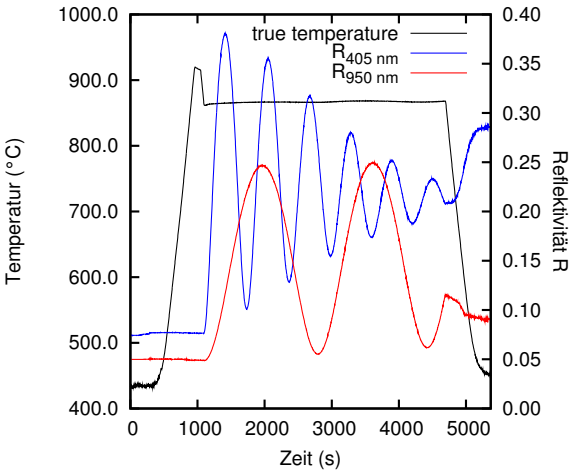


Abbildung 3.14: In-situ-Reflektivitätsmessung bei 405 nm und 950 nm eines 2-Schritt-Wachstumsprozesses von m-plane GaN auf $LiAlO_2$-Substrat. Parallel dazu ist die Emissivitätskorrigierte pyrometrische Messung der Oberflächentemperatur des Substrathalters (*true temperature*) abgebildet.

- Wasserstoff hat eine ähnliche degradierende Wirkung auf die Oberfläche [78, 79].
- $LiAlO_2$ zersetzt sich ab einer Temperatur von 900°C [80, 78].
- Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten von m-plane GaN sind wesentlich kleiner als die von (100) $LiAlO_2$ ($\Delta\alpha = 2.7 \times 10^{-6}\,K^{-1}$ parallel $[0001]_{GaN}$ und $\Delta\alpha = 10.6 \times 10^{-6}\,K^{-1}$ parallel $[1\bar{2}10]_{GaN}$ [81, 82]). Für c-plane Saphir und c-plane GaN sind die Werte ähnlicher ($\Delta\alpha = 3.0 \times 10^{-6}\,K^{-1}$ [83, 82]. Dies führt beim Abkühlen zu erheblichen Spannungen zwische $LiAlO_2$-Substrat und der GaN-Schicht.
- $LiAlO_2$ wird nach dem Czochralskiverfahren aus der Schmelze gezogen. Um eine optimale Kristallqualität zu erreichen, muss der Kristall mit vergleichsweise hoher Geschwindigkeit aus der Schmelze gezogen werden, was jedoch zu intrinsischen Spannungen führt. Zusammen mit den Spannungen, die in einem Kaltwandreaktor durch die unterschiedliche Vorder- und Rückseitentemperatur des Wafers entstehen, kann es schon beim Heizen im Reaktor zum Waferbruch kommen. Vor dem Wachstum hat der Wafer schon eine sehr starke Verkrümmung um $130\,km^{-1}$ in [010]-Richtung und ist in [001] Richtung mit $2\,km^{-1}$ praktisch unverkrümmt (siehe Seite 29).

Wachstumsprozess Um diesen Problemen gerecht zu werden, wurde ein Zweischrittwachstumsprozess entwickelt. Aus der Literatur ist bekannt, dass vor dem Wachstumsstart eine Nitridierug der Oberfläche bei Wachstumstemperatur zu einer Verbesserung der Kristallqualität und der Phasenreinheit der Schichten führt [84]. Nach dem Hochheizen des Substrats unter N_2 (um Oberflächendegradation zu vermeiden) wurde das Substrat mit Ammoniak nitridiert. Im Signal des In-situ-Krümmungsmessers läßt sich während der Nitridierung eine Änderung feststellen (Abb. 3.15). Die Krümmungsänderung des Wafers ist vermutlich auf eine Reaktion der Oberfläche mit dem Ammoniak bzw. den Stickstoff Ad-Atomen, die bei der Zersetzung des Ammoniaks entstehen, zurück zu führen. Die entstehende Schicht

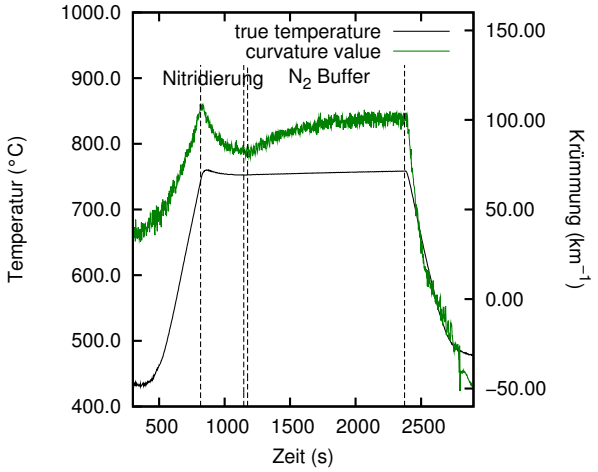


Abbildung 3.15: In-situ-Krümmungsmessung eines 2-Schritt-Wachstumsprozesses von m-plane GaN auf $LiAlO_2$ mit 6 min Nitridierung. Parallel dazu ist die Substrathaltertemperatur (*true temperature*) abgebildet.

hat eine andere Gitterkonstante als $LiAlO_2$ wobei ein Teil der Verspannung über Krümmung abgebaut wird. Nach ca. 6 min bleibt die Krümmung konstant, was vermutlich bedeutet, dass die Reaktion mit der Oberfläche abgeschlossen ist. Beim Wachstum von GaN auf 4 min lang nitridierten Substraten ist die XRD-RC-Halbwertsbreite 75% der Halbwertsbreite von 2 min lang nitridierten Substraten und bei 6 min Nitridierung sogar nur noch halb so groß.

Nach der Nitridierung wird, weiterhin mit N_2 als Trägergas, das TEGa-Ventil geöffnet und das Wachstum begonnen. An den Fabry-Perot-Oszillationen der Reflektivität bei 950 nm und 405 nm in Abb. 3.14 kann man erkennen, dass die Schicht sofort planar wächst und nicht aufraut wie beim Anwachsen von c-plane GaN auf einer GaN Nukleationsschicht. In der Literatur führten Nukleationsschichten zu keiner Verbesserung der Oberfläche oder der Kristallqualität [78, 84, 79]. Ein Variation der Nitridierungs- und Wachstumstemperatur zeigt, dass Temperaturen über 900°C zu größeren Halbwertsbreiten führen. Wie schon bei a-plane und $(11\bar{2}2)$ GaN auf Saphirsubstraten, sind auch bei m-plane GaN auf $LiAlO_2$ die Rockingkurvenhalbwertsbreiten anisotrop. Die größere Halbwertbreite ist im allgemeinen in $[1\bar{2}10]_{GaN}$ zu finden.

Morphologie Die Morphologie der Schichten wurde mit Hilfe von Weißlichtinterferometrie und AFM untersucht. Abb. 3.16 zeigt die Oberfläche einer 440 nm dicken Schicht. Die Streifen ohne kristallographische Ausrichtung im SWLI-Bild stammen von Polierschäden im Substrat, die beim Überwachsen mit GaN sichtbar werden. Insgesamt ist die Schicht mit einem RMS-Wert von 3.1 nm bei dieser Vergrößerung sehr glatt. Die höhere Ortsauflösung des AFMs (Abb. 3.16, RMS 4.3 nm) zeigt zwei Gruppen von Pits: Größere Pits mit einer geringeren Dichte und einer Tiefe von ca. $35 - 40$ nm und kleinere Pits mit einer höheren Dichte und einer Tiefe von 12 nm. Eine mögliche Erklärung ist, dass sich die Oberfläche nach dem Anwachsen der Schicht noch nicht vollständig geschlossen hat. Dagegen spricht, dass in der In-situ-Reflexionsmessung die Schicht makroskopisch glatt erscheint. Andererseits ist davon aus zu gehen, dass das Anwachsen der Schicht mit Nukleationsinseln beginnt. Wenn diese Inseln eine flache m-Facette an der Oberfläche haben, würde die Reflektivität

nicht wie bei c-plane, wo die Inseln schräge $(10\bar{1}1)$ Facetten haben, beeinträchtigt werden. Eine geringe Adatom Beweglichkeit, z.B. durch Stickstoff als Trägergas und relativ niedrige Temperaturen, würde das laterale Wachstum und damit die Koaleszenz verzögern, so dass noch bei einer Dicke von 440 nm die Schicht nicht vollständig geschlossen ist. Möglich wäre auch eine verringerte Wachtumsrate an Defekten (analog zu V-Pits in c-plane GaN). Die verschiedenen Pit-Größen könnten dabei ihre Ursache in unterschiedlichen Versetzungstypen haben. Diese würden mit steigender Schichtdicke größer werden. Da die Pits aber bei größeren Schichtdicken (siehe folgender Abstatz) nicht mehr zu sehen sind, ist wohl eher die verzögerte Koaleszenz Ursache der Pits. Um die Koaleszenz zu beschleunigen, wären Wachstumsbedingungen wünschenswert, die eine gößere Adatombeweglichkeit ermöglichen, d.h. mit Wasserstoff als Trägergas und bei höheren Temperaturen, was aber im Kontrast zu der begrenzten Stabilität der $LiAlO_2$-Substrate steht.

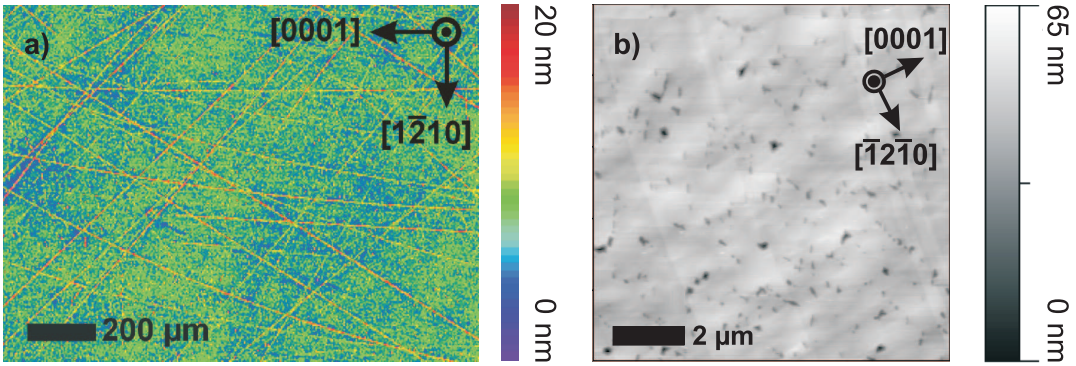


Abbildung 3.16: a) SWLI und b) AFM Abbildung ($10 \times 10\,\mu m$) der Oberflächenstruktur einer 440 nm dicken m-plane GaN Schicht auf $LiAlO_2$. Für die SWLI-Abbildung wurde die Krümmung des Wafers subtrahiert.

3-Schritt-Wachstumsprozess Die Limitierung der Wachstumsparameter auf $\leqslant$ 900°C und Stickstoff als Trägergas ist nicht optimal. Ein Wachstum bei höherer Temperatur und mit Wasserstoff als Trägergas könnte zu einer besseren Kristallqualität und Morphologie führen. Um die Substratoberfläche nicht zu schädigen, wird das Zweischrittwachstum beibehalten und ein Hochtemperaturschritt mit H_2 als Trägergas hinzugefügt. Nach einer 150 nm dicken Schicht unter N_2-Atmospäre wurden noch 950 nm unter H_2 bei erhöhter Temperatur abgeschieden. Gegen Ende des Wachstums fiel die Reflektivität bei 405 nm. Dieser Abfall zeigt eine Aufrauung der Oberfläche an, da bei einer rauhen Schicht das Licht gestreut und nicht zurück zum Messkopf reflektiert wird.

Morphologie des 3-Schritt-Wachstumsprozesses Die Morphologie der dickeren Schichten unterscheidet sich maßgeblich von den dünneren mit 2-Schritt-Prozess gewachsenen Schichten. Wie die AFM-Abb. 3.17b zeigt, ist die Schicht mit einem RMS-Wert von 12 nm vergleichsweise rau. Die hervorstehenden Strukturen sind Hügel (Abb. 3.17a), die sich bevorzugt an Polierriefen bilden. Bei höherer Temperatur ha-

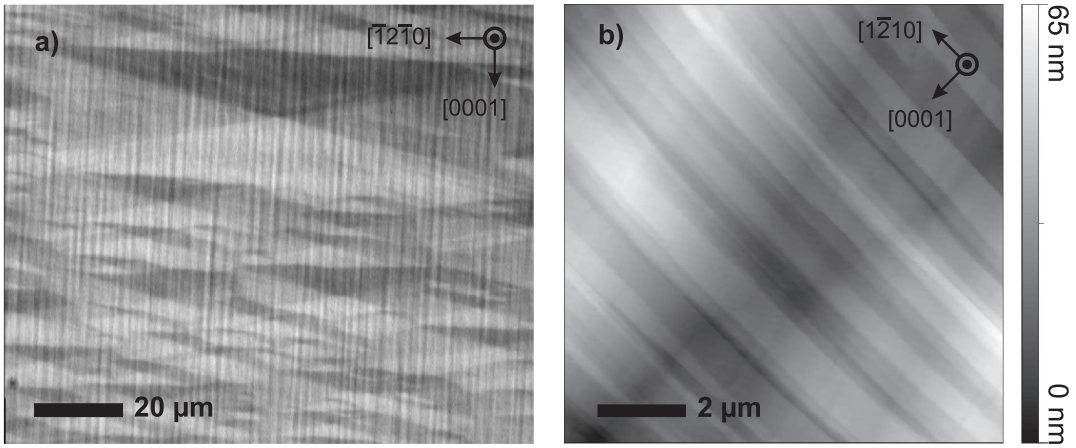


Abbildung 3.17: a) Lichmitkoskop- und b)AFM Abbildung ($10 \times 10\,\mu m$) der Oberflächestruktur einer 1100 nm dicken m-plane GaN Schicht auf $LiAlO_2$ (3-Schritt-Wachstum).

ben die Hügel eine pyramidale Form, in vielen Fällen sind sie aber abgerundet. Die Hügel sind langgezogen mit einer größeren Ausdehnung in [1$\bar{2}$10] Richtung. Hier ist eine Analogie zu m-plane GaN Schichten auf m-plane Substrat zu sehen (vgl. 5.3). Die Hügel haben Seitenwinkel von $\approx 1°$ in [0001] und $0.2°$ in [1$\bar{2}$10] und eine Dichte von $1 \times 10^5\,cm^{-2}$. Das bevorzugte Auftreten der Hügel an Polierriefen legt einen Zusammenhang mit Defekten nahe. Das AFM-Bild in Abb. 3.17 zeigt Streifen parallel der [0001] Richtung. Sie haben eine Stufenhöhe von $2 - 6\,nm$ und einer Dichte von $2 \times 10^4\,cm^{-1}$ (mittlerer Abstand von 500 nm). Die Stufen scheinen zufällig nach oben oder unten zu gehen, so dass es sich nicht um Step-bunching handeln kann, bei dem alle Stufen die selbe Richtung hätten. Das AFM-Bild zeigt den Beginn bzw. das Verschwinden weniger Stufen, woraus man schließen kann, dass die Stufen deutlich länger als 10 µm sind. Die RMS-Rauigkeit von 12 nm ($10 \times 10\,\mu m^2$ AFM) wird nicht durch die Stufen sondern von den Undulationen (den Hügeln, die bei niedrigeren Vergrößerungen zu erkennen sind) in [0001]-Richtung dominiert. Solche Streifen sind einzigartig und weder für das Wachstum auf SiC oder auf Saphir bekannt.

Anisotrope Verkrümmung der Substrate Wie zuvor angesprochen, sind das Substrat und die Schicht anisotrop verkrümmt. In Fig. 3.18 ist die Krümmung des Wafers während des Wachstums dargestellt. Für die Messung der minimalen und maximalen Krümmung des Wafers wurde die Mittelung über mehrere Messpunkte ausgeschaltet, so dass immer zufällig ein Wert zwischen der minimalen und maximale Krümmung gemessen wurde. Aus der Einhüllenden der Transiente konnte dann die minimale und maximale Krümmung und so auch deren Anisotropie extrahiert werden. Diese Methode ermöglicht nicht die Messung des Winkels, bei dem die Krümmung extremal wird. Da sich die thermische Ausdehnungskoeffizienten und Elastizitätskonstanten am stärksten in den niedrig indizierten Richtungen unterscheiden, ist die maximale und minimale Krümmung immer bei diesen zu finden, wie mit Ex-situ-Methoden (SWLI und Alpha-Step) gemessen wurde.
Vor dem Wachstum ist der Wafer bereits anisotrop verkrümmt. Die maximale Krüm-

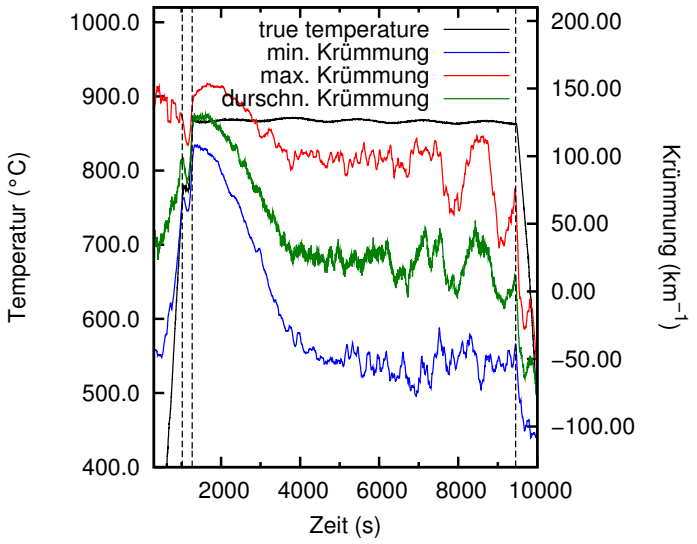


Abbildung 3.18: In-situ-Krümmungsmessung der maximalen und minimalen Krümmung eines 2"$LiAlO_2$ Substrats auf dem eine 1 µm dicke m-plane GaN-Schicht mit einem 2-Schritt-Wachstumsprozess gewachsen wurde. Parallel dazu ist die *true temperature* abgebildet.

mung liegt in $[010]_{LiAlO_2}$ Richtung, während die minimale Krümmung in der senkrecht dazu liegenden $[001]_{LiAlO_2}$ Richtung befindet. Es ist in Abb. 3.18 zu sehen, dass die mittlere Krümmung mit steigender Temperatur zunimmt, während die Anisotropie abnimmt. In Folge der Nitridierung kommt es erst zu einer Verringerung der Krümmung, die beim Heizen auf Wachstumstemperatur wieder ansteigt. An diesem Punkt ist die Anisotropie am kleinsten. In den ersten 500 s des Wachstums, also bis zu einer Dicke von $\approx$ 60 nm, bleibt die mittlere Krümmung konstant.In den folgenden 2200 s gibt es dagegen eine starke Krümmungsänderung. Sowohl minimale als auch maximale konkave Krümmung verringern sich. Das heißt, dass die GaN-Schicht kompressiv verspannt ist. Ab einer Dicke von 330 nm (2700 s nach Beginn des Wachstums) bleibt die Krümmung ungefähr konstant. Gleichzeitig nehmen die Schwankungen des minimalen und maximalen Krümmungswertes zu. Ein ungefähr konstantes Krümmungssignal bedeutet, dass die Schicht unverspannt wächst. Wäre sie nämlich verspannt, würde die Erhöhung der Schichtdicke zu einer Krümmungsänderung führen. Da die Schicht zuvor verspannt gewachsen ist, muss die Schicht durch Generation von Defekten relaxiert sein.

Zur beobachteten Relaxation passt eine stark ansteigende Rockingkurvenhalbwertsbreite zwischen 150 und 440 nm Schichtdicke (Abb. 3.19). Die anisotrope Verbreiterung bei Einstrahlung parallel $[1\bar{2}10]$ spricht für eine Vergrößerung der Mosaizität, d.h. des Tilts, in dieser Richtung. Außerdem sind ab ca. 440 nm, dann deutlicher bei 1000 nm Dicke die Oberflächenstufen zu beobachten (vgl. Abb. 3.17). Ein Aufrauen der Schicht beim Wachstum von kompressiv verspannten Schichten ist insbesondere für InGaN auf GaN bekannt [85]. Die Erhöhung der Rauigkeit wird wahrscheinlich durch die starke kompressive Verspannung und durch die neu generierten Defekte ausgelöst. Gegen Ende des Wachstums gibt es starke Schwankungen im Signal der maximalen Krümmung, wärend die minimale Krümmung konstant bleibt. Es ist möglich, dass die Schicht in dieser Richtung erneut verspannt wächst und anschließend wieder relaxiert. Nach dem Wachstum kühlt der Reaktor ab, wodurch sich der Temperaturunterschied zwischen Vorder- und Rückseite verringert. Die Verrin-

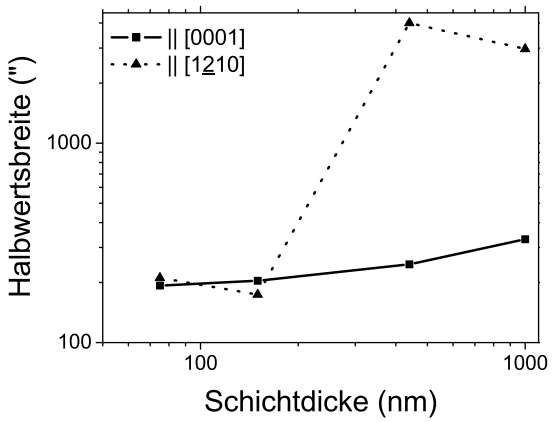


Abbildung 3.19:
Halbwertsbreiten der Rockingkurven des symmetrischen Reflexes mit azimuthalen Winkeln von 0 und 90° für verschiedene Schichtdicken. Siehe [39].

gerung der termisch induzierten Spannung würde den Wafer in den ursprünglichen Zustand zurückkehren lassen, aber die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von $LiAlO_2$ und GaN verstärken die konvexe Krümmung. Nach dem Wachstum haben sich die Richtungen der maximalen und minimalen Anisotropie nicht geändert. Maximale Krümmung ist in $[010]_{LiAlO_2}$ bzw. $[0001]_{GaN}$ zu finden, wärend die minimale Krümmung in $[001]_{LiAlO_2}$ bzw. $[\bar{1}2\bar{1}0]_{GaN}$ liegt.

3.4 Vergleich mit (0001) c-plane GaN

Nach dem alle nicht- und semipolaren *Templates* beschrieben wurden, muss man deren Eigenschaften mit einer Referenz vergleichen, um ihre Qualität einschätzen zu können. Dazu bieten sich c-plane GaN *Templates* an. Der Wachstumsprozess von c-plane GaN auf c-plane Saphir ist gut verstanden und liefert GaN-Schichten, die zur Herstellung von Bauelementen tauglich sind. Auf c-plane *Templates* des FBH wurden HEMTs und elektrisch gepumpte Laserdioden realisiert. Die typische Oberflächenrauigkeit der Schichten beträgt 0.5 nm (5x5 µm AFM) bzw. 50 nm (100 × 100 µm SWLI). Die Halbwertsbreite der 0002 und $30\bar{3}2$ Rockingkurven (RC-FWHM) sind 270" und 370". Die Dichte der durchstoßenden Versetzungen wurde mit Defektätzen und Berechnung aus der XRD-FWHM auf ca. $2 \times 10^9\,cm^{-2}$ abgeschätzt [38].

Morphologie Der Vergleich der Morphologie von c-plane und den nicht- und semipolaren *Templates* zeigt, dass die Rauigkeit bei einem $100 \times 140\,\mu m^2$-SWLI-Scan durchaus vergleichbar ist, aber insbesondere bei $10 \times 10\,\mu m^2$ die c-plane-Schichten deutlich glatter sind als alle nicht- und semipolaren Schichten.

Kristallqualität c-plane GaN Schichten auf c-plane Saphir haben mit 270" eine vergleichweise kleine Rockingkurvenhalbwertsbreite des symmetrischen Reflexes. Lediglich bei 150 nm dünnen m-plane GaN-Schichten auf $LiAlO_2$ wurden auch Rockingkurvenhalbwertsbreiten von ≈ 200" gemessen. a-plane, $(11\bar{2}2)$ und dickere m-plane

GaN-Schichten zeigen deutlich größere Halbwertsbreiten (je nach Eintrahlrichtung bis zu 2000", 1500" bzw. 2000"). Außerdem ist die Halbwertsbreite der c-plane GaN *Templates* isotrop wie auch die der dünnen m-plane GaN-Schichten auf $LiAlO_2$. Die anderen Proben zeigen eine durch Mosaizität verursachte Anisotropie.

Verspannung und Krümmung c-plane *Templates* sind wie a-plane und $(11\bar{2}2)$ *Templates* bei Wachstumstemperatur tensil verspannt. Die Krümmung ist bei Wachstumstemperatur bei einer Schichtdicke von 1.8 µm mit $50\,km^{-1}$ deutlich kleiner als bei a-plane Temlates und vergleichbar mit der Krümmung von $(11\bar{2}2)$-*Templates* auf m-plane Saphir. Die stärkere Krümmung von a-plane und m-plane GaN macht diese *Templates* weniger attraktiv für Baulemente. Eine zu große Krümmung macht die Prozessierung von Baulementen unmöglich. Die tensile Verspannung von a-plane-Schichten senkt außerdem die kritische Schichtdicke für AlGaN-Cladding-Schichten (vgl. Kap. 5.1). Die starke kompressive Verspannung der m-plane Schichten kann zum Bruch der Substrate führen und erschwert es, Strukturen reproduzierbar zu wachsen.

Die deutlich größeren Rockingkurvenhalbwertsbreite deuten auf eine höhere Defektdichte der nicht- und semipolaren Schichten hin. Auch große Oberflächenrauigkeit wird vermutlich durch die ausgedehnten Defekte und Verspannung zum Fremdsubstrat erzeugt, da spätere ELOG-Untersuchungen (S. 51) und das Wachstum auf GaN-Bulk Substraten (Kap. 5.3) zeigen, dass defektarme Schichten mikroskopisch glatt sind. Eine Untersuchung der Defektstruktur mit TEM könnte klären, inwieweit sich die Defektstruktur der nicht- und semipolaren *Templates* sich von c-plane unteschei-det.

3.5 Defektstruktur nichtpolarer GaN Schichten

Bei der Defektstruktur in den nicht- und semipolaren Templates gibt es einige Gemeinsamkeiten mit c-plane GaN. So gibt es in allen Schichten durchstoßende Versetzungen. Im Gegensatz zu c-plane findet man aber in allen nicht- und semipolaren Schichten Basalflächenstapelfehler. Im Folgenden werden TEM-Untersuchungen an m-plane GaN auf $LiAlO_2$ und a-plane GaN auf Saphir vorgestellt.

Defekte in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ Eine m-plane GaN Schicht auf $LiAlO_2$ wurde im mit TEM untersucht. Abb. 3.20 zeigt die drei ausgedehnten Defekttypen, die in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ zu finden sind: Versetzungen, basale Stapelfehler und planare Defekte auf verschiedenen Kristallebenen. Die Defekte lassen sich durch die unterschiedlichen Reflexe, bei denen sie bei der Abbildung sichtbar sind, identifizieren. Die durchstoßenden Versetzungen sind vor allem in der Abbildung mit einem Beugungsvektor von $g = 11\bar{2}0$ zu sehen und haben eine Dichte von $3 \times 10^9\,cm^{-2}$. Auch bei einem Beugungsvektor von $g = 10\bar{1}0$ sind Versetzungen als schwarze Punkte und an ihrem Verspannungfeld zu erkennen. Deutlich stärker treten aber Basalflächenstapelfehler hervor. Sie kommen auch in anderen nicht- und semipolaren GaN-Schichten vor (z.B. a-plane GaN S. 3.5). Stapelfehler sind im Beugungskontrast

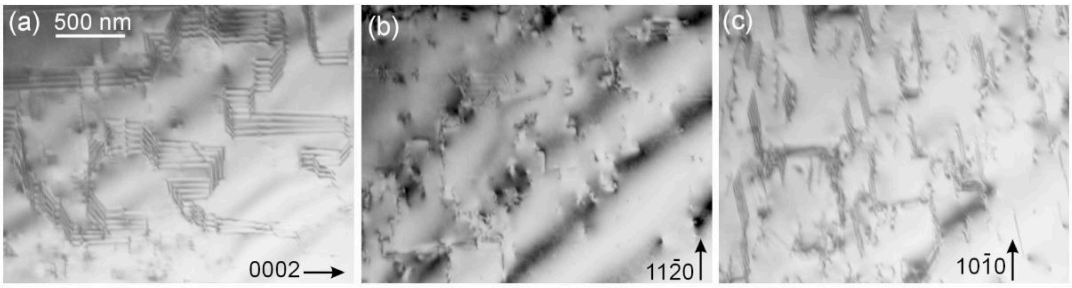


Abbildung 3.20: Plan-view TEM Hellfeldabbildungen im Zweistrahlfall nahe der $10\bar{1}0$-Zonenachse einer m-plane GaN-Schicht auf $LiAlO_2$ (3-Schritt-Prozess). Aufnahmen mit a) Beugungsvektor $g = 0002$ zeigen vor planare Defekte, b) Beugungsvektor $g = 11\bar{2}0$ zeigen durchstoßende Versetzungen (Grenzen und Stapelfehler) und c) Beugungsvektor $g = 10\bar{1}0$ zeigen vor allem Basalflächenstapelfehler (BSF) vom Typ I_1. Aufgenommen von A. Mogilatenko.) Siehe [39].

sichtbar, wenn das Skalarprodukt von Beugungsvektor g und Verschiebungsvektor R (vgl. Kap. 1.2.2) nicht ganzzahlig ist. Die hier beobachteten Stapelfehler sind relativ kurz ($\approx$ 500nm) und haben verglichen mit a-plane GaN (S. 3.5 und [61]) und $(11\bar{2}2)$ GaN [76] auf Saphir eine sehr niedrige Dichte von $3 \times 10^4 \mathrm{cm}^{-1}$.

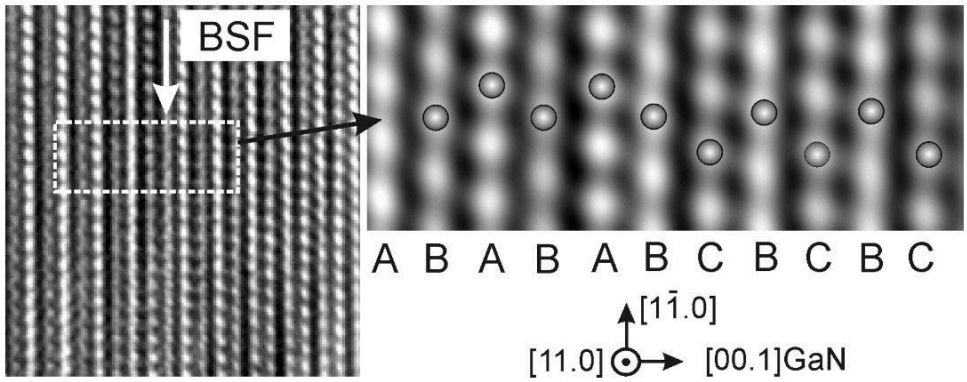


Abbildung 3.21: Querschnitts TEM Hochauflösungsabbildung eines Basalflächenstapelfehlers entlang der $11\bar{2}0$-Zonenachse in m-plane GaN auf $LiAlO_2$. Aufgenommen von A. Mogilatenko. Siehe [39].

Die HRTEM-Abbildung (Abb. 3.21) zeigt einen I_1 Stapelfehler. Die eine kubisch koordinierte ABC-Atomlage des I_1-Stapelfehlers ist im vergrößerten Bildausschnitt zu sehen. Es wurden in den m-plane orientierten Schichten ausschließlich Stapelfehler vom Typ I_1 gefunden. Es ist aber auch möglich, dass andere Stapelfehlertypen eine sehr geringe Dichte haben und deswegen nicht beobachtet wurden. Das ist konsistent mit den Ergebnissen von GaN-Schichten auf r-plane Saphir [40]. Die meisten Stapelfehler werden von Partialversetzungen begrenzt (weiße Pfeile in Abb. 3.20c). In wenigen Fällen werden zwei basale Stapelfehler durch einen prismatischen Stapelfehler verbunden (schwarzer Pfeil links oben in Abb. 3.20c). Die Dichte der Partialversetzungen bei einer durchschnittlichen Stapelfehlerlänge von 500 nm beträgt

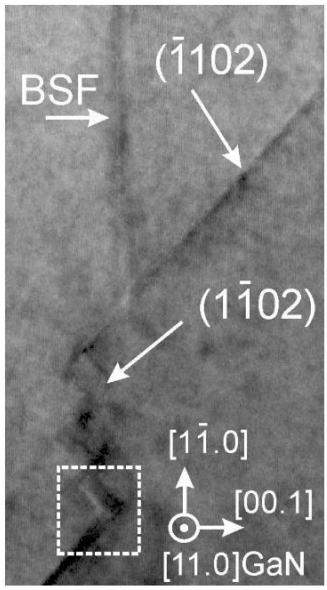


Abbildung 3.22: Querschnitts TEM Hochauflösungsabbildung eines planaren Defekts und eines Stapelfehlers in m-plane GaN auf $LiAlO_2$. Aufgenommen von A. Mogilatenko. Siehe [39].

$1.2 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$. Dies ist ungefähr die Hälfte aller Versetzungen in der Schicht. Im Gegensatz zu semipolarem GaN auf Saphir [76] sind die Partialverstzungen nicht dominierend, sondern es gibt auch eine relativ große Anzahl von „ganzen“ Versetzungen.
Der dritte Defekttyp in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ ist in Abb. 3.20a zu sehen: Es handelt sich um Defekte, die vor allem bei einer Abbildung mit dem 0002 Reflex sichtbar sind und eine Dichte von $2 \times 10^4\,\mathrm{cm}^{-}1$. Diese Defekte sind wie die Stapelfehler ein planarer (zweidimensionaler) Defekt, zu erkennen an den Dickenoszillationen, die bei planaren Defekten auftreten, wenn sie nicht „Edge on“ abgebildet werden. Da dieser Defekt nur bei der Abbildung mit dem 0002 Reflex zu sehen ist, muss der Verschiebungsvektor in [0001] Richtung liegen wie auch mit HRTEM gezeigt wurde. Im Gegensatz zu den Basalflächenstapelfehlern kommen diese Defekte nicht auf der Basalebene aber auf verschiedenen anderen Ebenen vor. In der Plan-view-Abbildung bilden sie geschlossene Ringe (mit einer komplizierten Form) ohne sich zu verzweigen oder in Partialversetzungen zu terminieren. Die Entstehung dieser Defektstruktur kann man erklären, wenn es zwei um $1/2[0001]$ verschobene Nukleationsplätze gibt (vgl. [5]): Bei der Nukleation würden zufällig Inseln auf Platz I oder II entstehen. Sie können defektfrei koaleszieren, wenn sie auf äquivalenten Plätzen entstehen. Im Falle von verschobenen Nukleationsplätzen wird ein planarer Defekt mit einem Verschiebungsvektor von $1/2[0001]$ gebildet.
Die hochauflösende Abbildung 3.22 zeigt einen planaren Defekt und einen Stapelfehler im Querschnitt. Das Besondere an der Abbildung ist, dass Stapelfehler und planarer Defekt sich nicht kreuzen, sondern der Stapelfehler an dem Defekt beginnt. Es könnte also sein, dass Stapelfehler an den planaren Defekten erzeugt werden.
Bisher ist dieser Meachnismus zur Generation von Stapelfehlern unbekannt. Ein Defekttyp, der die Generation weiterer Defekte ermöglicht oder erleichtert ist nicht wünschenswert für das Wachstum von Baulementen. Das macht, neben der starken Erhöhung der Mosaizität durch Relaxation oberhalb 300 nm und dem erhöhten Sauerstoffeinbau durch Zersetzung des Substrats, LiAlO2 als Substrat unattraktiv.

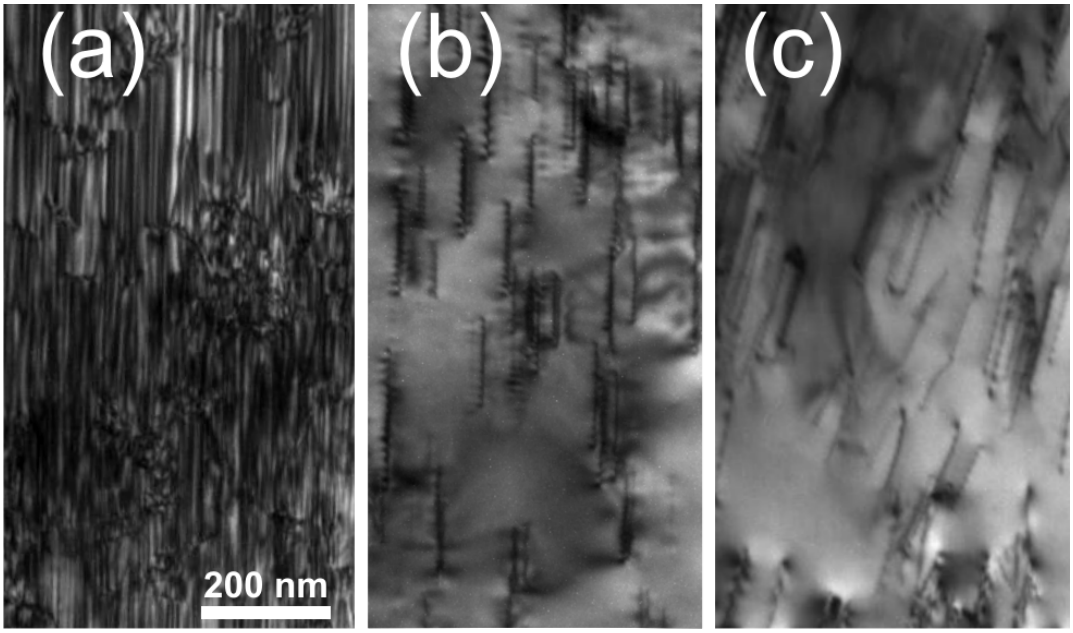


Abbildung 3.23: Beugungskontrast Plan-view-TEM-Abbildung einer a-plane GaN-Schicht auf r-plane Saphir mit den Beugungsvektoren a) $g = 1\bar{1}00$ (Stapelfehler), b) $g = 0002$ (Partialversetzungen), c) $g = \bar{2}110$ (Schraubenversetzungen). Im Inset von Abb. a) ist eine HRTEM-Abbildung, die einen I_1-Stapelfehler zeigt, der in einer Partialversetzung endet. Aufgenommen von Z. Wu. Siehe [86].

Defekte in a-plane GaN Von 30 µm dickem a-plane GaN auf r-plane Saphir wurden Plan-view-TEM-Aufnahmen unter verschiedenen Beugungsbedingungen angefertigt (Abb. 3.23). Mit dem $1\bar{1}00$ Reflex sind die Stapelfehler sichtbar. Die Stapelfehlerdichte liegt zwischen $4\times10^5\,\mathrm{cm}^{-1}$ und $1\times10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$. Die Hochauflösungs-TEM-Aufnahme im Inset zeigt einen I_1 Stapelfehler und wie er in einer Frank-Shockley-Partialversetzung terminiert.
In Abb. b) mit $g = 0002$ sind Partialversetzungen mit einer Dichte von $8 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$ zu sehen. Zusammen mit einer Stapelfehlerdichte von $4 \times 10^5 - 10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$ ist die mittlere Länge der Stapelfehler $0.75 - 2.5\,\mu\mathrm{m}$.
In Abb. 3.23c kann man die Schraubenversetzungsdichte bestimmen zu $8\times10^9\,\mathrm{cm}^{-2}$. Die Gesamtversetzungsdichte (Schrauben und Partialversetzungen) im Seed ist damit $1.6 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}$ und damit in der selben Größenordnung wie in der Literatur [61]. Auch die Dichte der Stapelfehler ist identisch mit den Werten der Literatur. Trotz einer Schichtdicke der untersuchten Probe von 30 µm haben Versetzungen sich nicht ausgelöscht und Stapelfehler sind nicht herauswachsen. Daraus folgt, dass für das heteroepitaktische Wachstum defektreduzierende Maßnahmen notwendig sind, da die Defektdichte nicht ohne weiteres über die Schichtdicke (wie bei c-plane GaN) reduziert werden kann.

Zusammenfassung zur Defektstruktur in nichtpolaren Schichten Die TEM-Untersuchungen haben gezeigt, dass die Defektdichte in heteroepitaktischen Schichten sehr hoch ist.In nichtpolaren GaN-Schichten gibt es Basalflächenstapelfehler,

die c-plane GaN *Templates* nicht vorkommen. Sie haben eine sehr hohe Dichte von $3 \times 10^4\,\mathrm{cm}^-1$ in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ und $10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$ in a-plane GaN auf Saphir. Die Dichte der durchstoßenden Versetzungen ist insbesondere für a-plane GaN auf Saphir mit $1.6 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}$ wesentlich höher als auf c-plane GaN. In m-plane GaN gibt es zusätzlich noch planare Defekte mit einer Dichte von $2 \times 10^4\,\mathrm{cm}^-1$. Die geringere Defektdichte auf m-plane GaN im Vergleich zu a-plane GaN ermöglicht wahrscheinlich die geringe Oberflächenrauigkeit und Rockingkurvenhalbwertsbreiten bei dünnen Schichtdicken ($\leqslant 300\,\mathrm{nm}$). Für dickere Schichten steigen Rauigkeit und Rockingkurvenhalbwertsbreite wegen der Relaxation stark an.

3.6 Bewertung für die Herstellung von Baulementen

Es ist möglich heteroeptiaktisch nicht- und semipolare *Templates* herzustellen. Das Hauptproblem beim Wachstum auf r-plane und m-plane Saphir sowie (100) $LiAlO_2$ ist die hohe Defektdichten und die daraus resultierende Morphologie, die Rauigkeitswerte deutlich über dem Niveau von c-plane GaN zur Folge haben. Trotz dieser hohen Defektdichten ist es möglich auf solchen Oberflächen LEDs herzustellen [87]. Diese haben dann aber wegen der schlechten Materialqualität sehr geringe Effizienzen. Um bessere LEDs und vielleicht sogar Laser herstellen zu können, müssen also die Defektdichten reduziert werden. Für c-plane GaN gibt es dazu vor allem drei Wege, die man für die nichtpolaren Schichten versuchen könnte:

- Das Wachstum von dickeren Schichten. Für c-plane GaN nimmt die Defektdichte mit wachsender Schichticke ab, da Versetzungen mit entgegengesetzem Burgersvektor anihilieren können. In nicht- und semipolaren Proben gibt es aber nicht nur „ganze“ Versetzungen sondern Stapelfehler, Partialversetzungen und in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ Domänengrenzen. Die Dichte dieser Defekte nimmt nicht oder nur wesentlich langsamer mit der Schichtdicke ab, wie man an 300 µm dicken mit HVPE gewachsenem nichtpolaren GaN sehen kann [88, 89].
- Durch laterales Überwachsen lassen sich die Defektdichten deutlich reduzieren. Dieser Ansatz wird im folgenden Kapitel verfolgt (siehe Kap. 4).
- Auf homoepitaktischen GaN Substraten können defektarme GaN-Schichten gewachsen werden, wie in Kap. 5 dargestellt wird.

Kapitel 4

Laterales epitaktisches Überwachsen (ELOG) zur Defektreduktion

Wie in Kap. 3 beschrieben wurde, muss für die Herstellung von effizienten LED- und Laserstrukturen die Defektdichte der *Templates* reduziert werden. Die Versetzungsdichte müsste wenigstens um eine Größenordnung auf 10^9 cm^{-2} abgesenkt werden, wenn man eine Diffusionslänge von 100 nm in a-plane InGaN annimmt [90]. Laserstrukturen wurden auf c-plane Templates mit einer solchen Defektdichte hergestellt. Für die maximale Dichte der Basalflächenstapelfehler gibt es keine Vergleichswerte. Hier müsste der Einfluss auf die Leistung in LED- und Laserstrukturen erst untersucht werden.

Die Defektdichte lässt sich durch laterales Überwachsen verringern. Auf die GaN Oberfläche wird hierzu eine Maske aufgebracht, durch deren Öffnungen das GaN nur auf einem Teil der Oberfläche weiterwachsen kann (vgl. Abb. 4.1d). Wichtig ist, dass das Maskenmaterial bei Wachstumstemperatur stabil ist und es auf der Maske

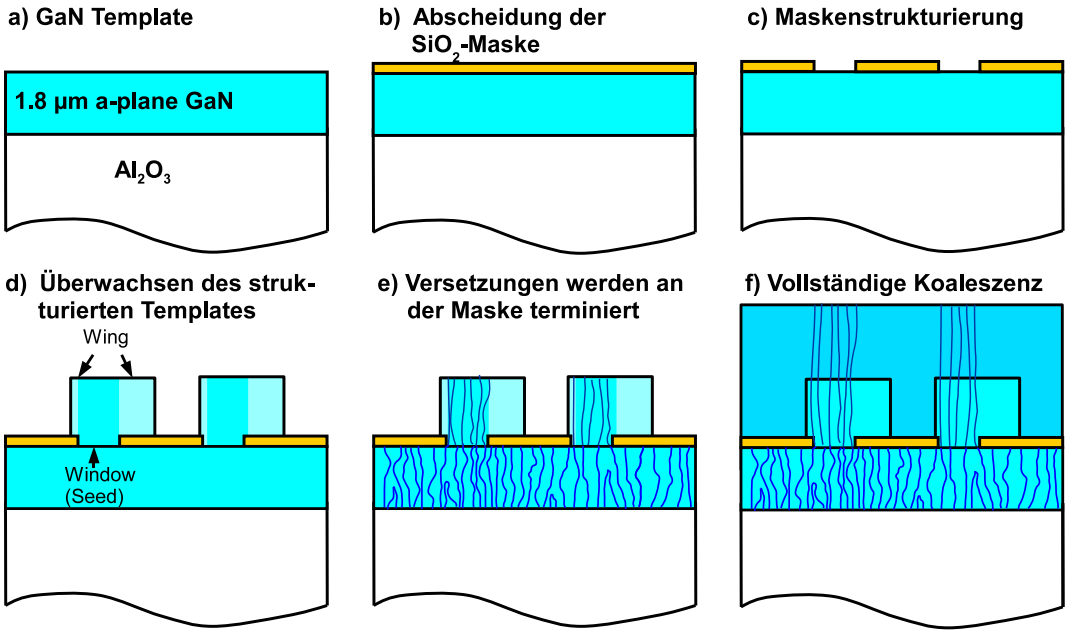


Abbildung 4.1: Schema des ELOG-Prozesses.

nicht zur Keimbildung kommt. Nachdem das GaN durch die Öffnungen (Window) gewachsen ist, wächst es nicht nur in der ursprünglichen Wachstumsrichtung sondern auch seitlich über die maskierte Fläche. Das lateral gewachsene Material (Wing) ist meist versetzungsärmer und weniger verspannt als das kohärent über der Maskenöffnung gewachsene Material (Windowregion), da es keinen direkten Kontakt zum Substrat hat (Abb. 4.1e). Bei hinreichend langem Wachstum wird die gesamte Maskenfläche von GaN bedeckt (Koaleszenz) und kann bei geeigneten Wachstumsparametern auch wieder planarisiert werden (volle Koaleszenz, Abb. 4.1f). Die dann entstandene Schicht mit lokal oder insgesamt verringerter Defektdichte kann zur Herstellung von Bauelementen verwendet werden.
Es gibt verschiedene Möglichkeiten eine Maske herzustellen. Man unterscheidet zwischen In-situ- und Ex-situ-Techniken, sowie zwischen lithografischen und porösen Masken. Bei den Ex-situ Techniken wird das Maskenmaterial außerhalb des Reaktors auf ein *Template* aufgebracht (analog Abb. 4.1b), während bei der In-situ-Technik eine poröse Maske im Reaktor während des Wachstums abgeschieden wird. Bei der lithografischen Strukturierung wird eine Maske (SiO_2, SiN, WSiN) aufgebracht (Sputtern, plasmaverstärkte Gasphasenabscheidung (PECVD)), und anschließend geätzt (siehe Abb. 4.1c). Dabei schützt ein lithografisch strukturierter Lack die Bereiche, in denen die Maske stehen bleiben soll. Die Ätzung kann nass- oder trockenchemisch erfolgen. Durch die lithografische Strukturierung kann die Maskengeometrie, die Orientierung der Öffnungen, das Verhältnis von Öffnung zu Maske und die Periodizität der Maske frei gewählt werden. Der Nachteil ist zum einen der größere Aufwand als bei porösen Masken und zum anderen die minimale Strukturgröße (bei optischer Lithografie $> 0.5\,\mu m$). Wenn auch das *Template* oder das Substrat strukturiert werden sollen, folgt auf die Öffnung der Maske ein weiterer Ätzschritt, bei dem das *Template* bzw. das Substrat geätzt werden. Ein solcher Schritt wird für maskenloses ELOG (PENDEO) bzw. Seitenwand-ELOG (SLEO) benötigt. Je nach Bedarf wird anschließend die Maske entfernt.
Um poröse Masken herzustellen, wird ex-situ Cr, Ti oder Sc auf der Oberfläche abgeschieden und diese Metallschicht in der Epitaxieanalge durch Reaktion mit NH_3 zu Metallnitriden umgewandelt [91, 88, 92]. Am effektivsten scheint ScN Versetzungen zu reduzieren, da es sehr kleine Maskenöffnungen mit geringer Dichte produziert [91].
In-situ kann eine poröse Zwischenschicht aus SiN mit NH_3 und z.B. Silan gewachsen werden [93]. Die Position, Größe und das Maske-zu-Öffnungs-Verhältnis lässt sich, wie bei allen porösen Masken, bei diesem Prozess nur schwer kontrollieren. Die Prozessführung ist aber deutlich einfacher als bei lithographischen Masken und und es lassen sich mehrere SiN-Zwischenschichten in einem *Template* einfügen.
Für das laterale Überwachsen wurden die a-plane GaN *Templates* verwendet, wie sie in Kap. 3.1 beschrieben wurden. Die *Templates* weisen eine hohe Defektdichte von $10^{10}\,cm^{-2}$ durchstoßenden Versetzungen und $10^5\,cm^{-1}$ BSF auf. Es wurden gesputterte SiO_2 Masken (Dicke 100 nm) verwendet, die mit Kontaktlithographie strukturiert und mit ICP-Ätzung („inductively coupled plasma“, aktives Gas SF_6) geöffnet wurden. Eine Strukturierung von Substrat oder *Template* fand nicht statt. Die Maskengeometrie bestand aus Streifen mit einer Öffnung von 5 μm und einer Periodizität von 15 μm (siehe Skizze in Abb. 4.2). Dabei ist eine Orientierung entlang verschie-

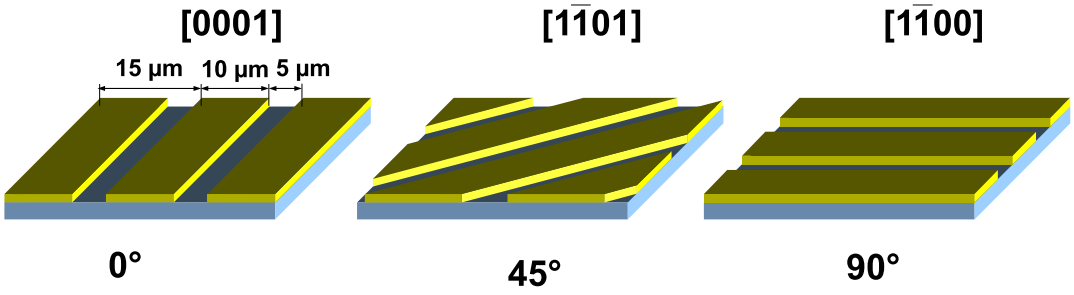


Abbildung 4.2: Skizze der Masken, die auf a-plane GaN *Templates* strukturiert wurden: Parallel [0001], [1$\bar{1}$01] und [1$\bar{1}$00]. Der angegebene Winkel ist der Winkel zur c-Richtung.

dener niedrig indizierter Richtungen möglich, was großen Einfluss auf die Verteilung der Defekte in den ELOG-Streifen hat. Für die Untersuchungen wurden Streifenmasken in [0001], [0$\bar{1}$11] und [0$\bar{1}$10] (parallel, 45°, bzw. senkrecht zu [0001]) Richtung hergestellt.

Das Ziel der ELOG-Versuche sind *Templates* mit reduzierter Defektdichte. Um Bauelemente darauf her zu stellen, müssen diese *Templates* glatt und frei von Löchern sein und möglichst große homogene Bereiche haben. Eine kleine Maskenperiode führt zu einer schnellen Koaleszenz, sodass, im Vergleich zu einer größeren Maskenperiode, mehr Zeit zur Verfügung steht, um die Schicht zu planarisieren und Löcher zu schließen. Eine kleine Maskenperiode führt aber auch zu kleinen homogenen Bereichen. Große homogene Bereiche erhält man durch große Maskenperioden, so dass die Bauelemente auf den defektärmeren Gebieten hergestellt werden können. Diese benötigen aber eine längere Zeit für die Koaleszenz. Für die folgenden Experimente wurde mit 15 µm eine Periodizität gewählt, mit der sich die Schichten sehr gut untersuchen lassen. Bei kleineren Perioden, z.B. 2 µm, kann man die Schichten wegen der Auflösung von $\approx$ 200 nm nicht so gut mit CL untersuchen. Bei größeren Perioden benötigen die Schichten zu lange bis zur Koaleszenz. Für die Herstellung von Bauelementen müssten dann kleinere oder größere Maskenstrukturen verwendet werden. Um das Verhältnis von lateraler zu vertikaler Wachstumsrate und damit die Koaleszenzgeschwindigkeit zu bestimmen, wurden zuerst unkoaleszierte ELOG-Strukturen mit unterschiedlicher Orientierung der Streifenmaske gewachsen. Zur Aufklärung der Defektverteilung wurde KL eingesetzt. Für [1$\bar{1}$00] orientierte Streifen wurden außerdem die ausgedehnten Defekte mit TEM und die Spannungsverteilung mit Mikro-Raman-Streuung eingehender untersucht. Anschließend wurden ganz bzw. teilweise koaleszierte Schichten unterschiedlicher Streifenorientierung gewachsen. Bei diesen wurde auch die Defektverteilung und die Oberflächenmorphologie untersucht, um ihre Tauglichkeit für die Bauelementherstellung zu beurteilen. Mit Hilfe der Erkenntnisse der unkoaleszierten Schichten konnte auf den Koaleszenzprozess geschlossen werden.

Um die optimale Streifenorientierung beim ELOG-Prozess zu bestimmen, spielt neben der Defektverteilung und der Wachstumszeit bis zur Koaleszenz auch die Anordnung von Bauelementen, insbes. Laserresonatoren, eine Rolle. Die Experimente in Kap. 5.6.1 zeigen, dass die Schwelle für 405 nm Laserresonatoren parallel zur

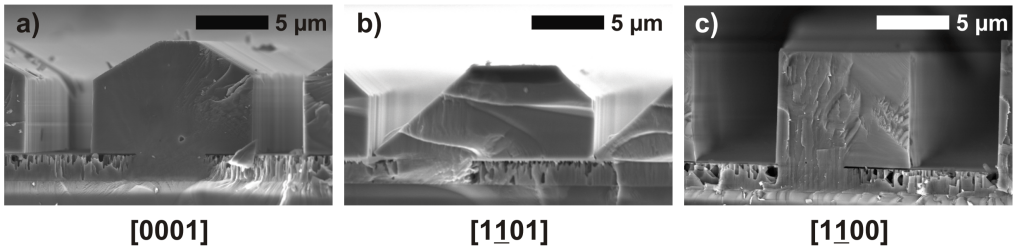


Abbildung 4.3: REM-Querschnittsaufnahme von überwachsenen a-plane GaN Streifen orientiert entlang der a) [0001] b) [1$\bar{1}$01] c) [1$\bar{1}$00] Richtung. Siehe auch [94, 95].

[0001]-Richtung am niedrigsten ist. Daher müssen die *Templates*, um für Laserstrukturen geeignet zu sein, vor allem in dieser Richtung eine geringe Welligkeit und eine hohe Homogenität (Defektdichte, Verspannung) haben.

4.1 Einfluss der Streifenorientierung auf den Habitus und die Defektverteilung

Wie in Abb. 4.3 zu sehen, bilden sich je nach Streifenorientierung unterschiedliche Profile der überwachsenen Schicht aus. Für diesen Wachstumsversuch wurden die Wafer bei 1250°C, 50 mbar und einem V/III von 900 für 2 h sowie einer nominellen Wachstumsrate von 2.4 µm/h überwachsen. Aus der Streifenrichtung und den Winkeln der Facetten zur a-Ebene lassen sich die Indizes der Facetten bestimmen und aus dem Abstand der Facette zum Window kann man die mittlere Wachstumsrate ermitteln. Bei der [0001] Streifenorientierung (Abb. 4.3a) findet man oben, parallel zur Substratoberfläche, die $(11\bar{2}0)$ a-Facette und an den Seiten verschiedene $\{10\bar{1}0\}$ m-Facetten. Die a-Facette ist schmaler als die Maskenöffnung. Ihre mittlere Wachstumsrate (3.8 µm/h) ist größer als die der schrägen m-Facetten (2.7 µm/h) und sie würde im Laufe des weiteren Wachstums verschwinden. Die lateralen Wachstumsraten der senkrechten m-Facetten sind mit 1.5 µm/h auf beiden Seiten des Streifens identisch, was auf die äquivalenten Wachstumsflächen zurück zu führen ist. Das Verhältnis der lateralen zur vertikalen Wachstumsrate ist also 0.79. Die Wachstumsraten der Facetten werden durch zwei Faktoren bestimmt: Zum einen die Versorgung mit Precursormolekülen aus der Gasphase und zum anderen die Einbaugeschwindigkeit auf der Facette bzw. die Diffusion von Adatomen zu anderen Facetten. Die Versorgung mit Precursoren ist bei einer dreidimensionalen Struktur in den Gräben eingeschränkt.Dieser Effekt ist an der unterschiedlichen Wachstumsrate der schrägen und senkrechten m-Facetten zu erkennen. Die senkrechten Facetten in den Gräben werden schlechter mit TMGa und Nh_3 versorgt und haben deswegen eine geringere Wachstumsrate. Die Einbaugeschwindigkeit hängt von Oberfläche einer Facette ab und ist für hochindizierte Flächen im allgemeinen besonders hoch [96]. Ein schneller Einbau bedeutet eine geringere Konzentration von freien Ad-Atomen, was bei

ELOG-Strukturen zu einer Diffusion von Ad-Atomen über die Kante einer Facette mit höherer Wachstumsrate und einer geringeren Desorption von Ad-Atomen führt. Das bedeutet aber auch, dass sich die Wachstumsraten der Facetten bei ELOG-Strukturen gegenseitig beeinflussen, wie man an den $[1\bar{1}01]$ Streifen sieht. Das Profil der $[1\bar{1}01]$ Streifen ist sehr asymmetrisch. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass es in diesem Fall stickstoff- und galliumpolare Oberflächen gibt, die sich chemisch sehr unterschiedlich verhalten [96]. Es ist wie bei den [0001] Streifen eine a-plane Facette erkennbar, die geringfügig größer als die Maskenöffnung ist. Allerdings fällt auf, dass sie sich nicht direkt über der Maskenöffnung befindet, sondern seitlich verschoben ist. Direkt über der Maskenöffnung befindet sich die stickstoffpolare $(10\bar{1}\bar{1})$ Ebene mit einer mittleren Wachstumsrate von 0.86 µm/h. Die Wachstumsrate der a-Facette ist mit 3.1 µm/h deutlich größer, aber die Wachstumsraten der galliumpolaren $(01\bar{1}1)$ und $(\bar{1}102)$ Facetten ist mit 4.2 und 4.4 µm/h wiederum größer. Dadurch verkleinert sich zwar die a-Facette an der stickstoffpolaren Seite ständig, vergrößert sich aber an der galliumpolaren Seite, so dass sich die Facette relativ zur Maskenöffnung verschiebt. Dadurch entsteht eine a-Facette, die vollständig aus lateral überwachsenem Material besteht. Die geringere Wachstumsrate der a-Facette bei $[1\bar{1}01]$ Streifen im Vergleich zu den [0001] Streifen ist mit einer Galliumumverteilung von der a- auf die galliumpolaren $(01\bar{1}1)$ und $(\bar{1}102)$ Facetten zu erklären, während es bei den [0001] Streifen wohl eher zu einer Umverteilung von der m- auf die a-Facetten kommt. Das Verhältnis von lateraler zu vertikaler Wachstumsrate der $[1\bar{1}01]$-Streifen ist mit 1.4 fast doppelt so groß wie bei den [0001]-Streifen. Das führt bei der $[1\bar{1}01]$ Streifenorientierung zu einer sehr schnellen Koaleszenz, so dass die Maske nach 2 h Wachstum schon vollständig mit GaN bedeckt ist, auch wenn die Schicht noch nicht planarisiert ist.

Auch das Profil der $[1\bar{1}00]$ Streifen ist sehr asymmetrisch. Die vertikalen Seitenfacetten sind die beiden polaren (0001) und $(000\bar{1})$ Basalflächen, für die die größte Wachstumsratenanisotropie zu erwarten ist. Die waagerechte obere Facette ist die a-Facette. Die laterale Wachstumsrate in +c-Richtung ist mit 2.2 µm/h mehr als 20 mal so groß wie die in -c-Richtung (0.1 µm/h). Die a-Facette wächst, wie bei den [0001] Streifen mit einer Rate von 3.8 µm/h. Das Verhältnis von lateraler zu vertikaler Wachstumsrate ist mit 0.6 bei dieser Streifenorientierung am kleinsten. Da aber keine schrägen Facetten auftreten, vergrößert sich die a-Facette kontinuierlich und eine Koaleszenz sollte zu planaren Schichten führen. Im Gegensatz dazu müssen bei den anderen Orientierungen erst die Gräben, die bei der Koaleszenz der schrägen Seitenfacetten entstehen, aufgefüllt werden. Bei der Koaleszenz ist die starke Wachstumsratenanisotropie auch förderlich, da dadurch die Koaleszenzfront am Rand des Windows ist. Bei c-plane GaN ist die Koaleszenzfront, an der auch Versetzungen entstehen, wegen der Isotropie der Wachstumsraten in der Mitte des Wings, so dass sich die maximale nutzbare Fläche verringert.

Optische Charakterisierung mit Kathodolumineszenz Mit Hilfe von ortsaufgelösten Messungen der Kathodolumineszenz (KL) lassen sich die verschiedenen Wachstumsregionen in den ELOG-Strukturen abbilden und daraus Rückschlüsse über die Defektverteilung ziehen. Wie bereits in Kap. 3.1 dargestellt, sind die Basalflächen-

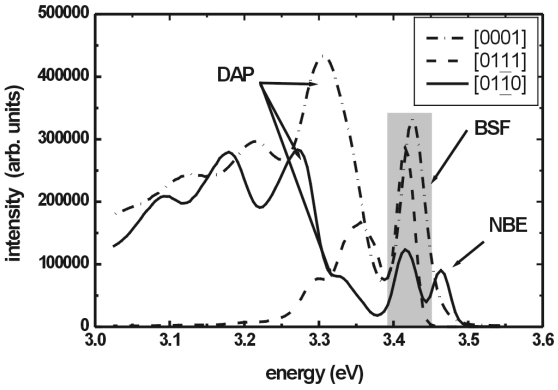


Abbildung 4.4: Integrale ($57x47\mu m^2$) Plan-view-Kathodolumineszenzspektren von unkoaleszierten a-plane GaN ELOG Strukturen mit Streifenmasken parallel [0001], [1$\bar{1}$01] und [1$\bar{1}$00]. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

stapelfehler optisch aktiv mit einem Lumineszenzband bei 3.42 eV (bei tiefen Temperaturen). Viele Versetzungen sind nichtstrahlende Rekombinationszentren (siehe Kap. 1.2.1), so dass Lumineszenzintensität und Versetzungsdichte im Allgemeinen miteinander antikorreliert sind.

Integrale Kathodolumineszenzspektren In den integralen KL-Spektren der verschiedenen Streifenorientierungen (Abb. 4.4) kann man alle Emissionen beobachten, die auch im *Template* (Abb. 3.6 auf S. 20) zu finden sind: Bandkantennahe Lumineszenz bei 3.48 eV, BSF bei $3.41 - 3.43$ eV, ein nicht näher identifiziertes Band bei 3.33 eV und DAP mit Phononenreplika ($3.0 - 3.29$ eV). Allerdings unterscheiden sich die relativen Intensitäten der einzelnen Banden in den verschiedenen Proben deutlich. Bei den [0001] Streifen kann in der KL keine bandkantennahe Lumineszenz detektiert werden, dafür ein intensiver BSF-Peak. Dominiert wird das Spektrum jedoch vom DAP-Peak. Das Spektrum der Probe mit [1$\bar{1}$01] orientierten Streifen wird dagegen von der Stapelfehlerlumineszenz dominiert. Im Gegensatz zu allen anderen Proben gibt es bei der [1$\bar{1}$00] Streifenorientierung eine deutliche bandkantennahe Lumineszenz bei 3.48 eV, deren Intensität mit der Stapelfehlerlumineszenz vergleichbar ist. Trotzdem wird auch dieses Spektrum von dem DAP-Band dominiert. Im Vergleich der Proben zeichnet sich die [1$\bar{1}$01] Probe durch besonders niedrige DAP-Lumineszenz aus, während die [1$\bar{1}$00] Probe bandkantennahe Lumineszenz zeigt. Da die Lumineszenz lateral inhomogen verteilt sein kann, wurden bei den einzelnen Peaks monochromatische KL-Abbildungen angefertigt. Im Folgenden werden die einzelnen Proben in Querschnitt und Draufsicht (Plan-view) nacheinander vorgestellt.

Monochromatische Kathodolumineszenz an [0001]-Streifen In Abb. 4.5 sind die Ergebnisseder monochromatischen Kathodolumineszenz (Mono-KL) in Plan-view- und Querschnittsaufnamen zusammengestellt. Wie im vorherigen Abschnitt behandelt, finden sich im Spektrum der BSF-Peak und die DAP-Bande bei 3.29 eV mit 2 Phononenreplika. Im Plan-view-Bild sieht man, dass die Stapelfehlerlumineszenz (Abb. 4.5b) über die gesamte Streifenbreite zu finden ist. Daraus kann man schlussfolgern, dass die Ausbreitung der Stapelfehler in das lateral überwachsene Gebiet nicht verhindert wird. Da die Stapelfehler senkrecht zur Maskenstreifenrichtung lie-

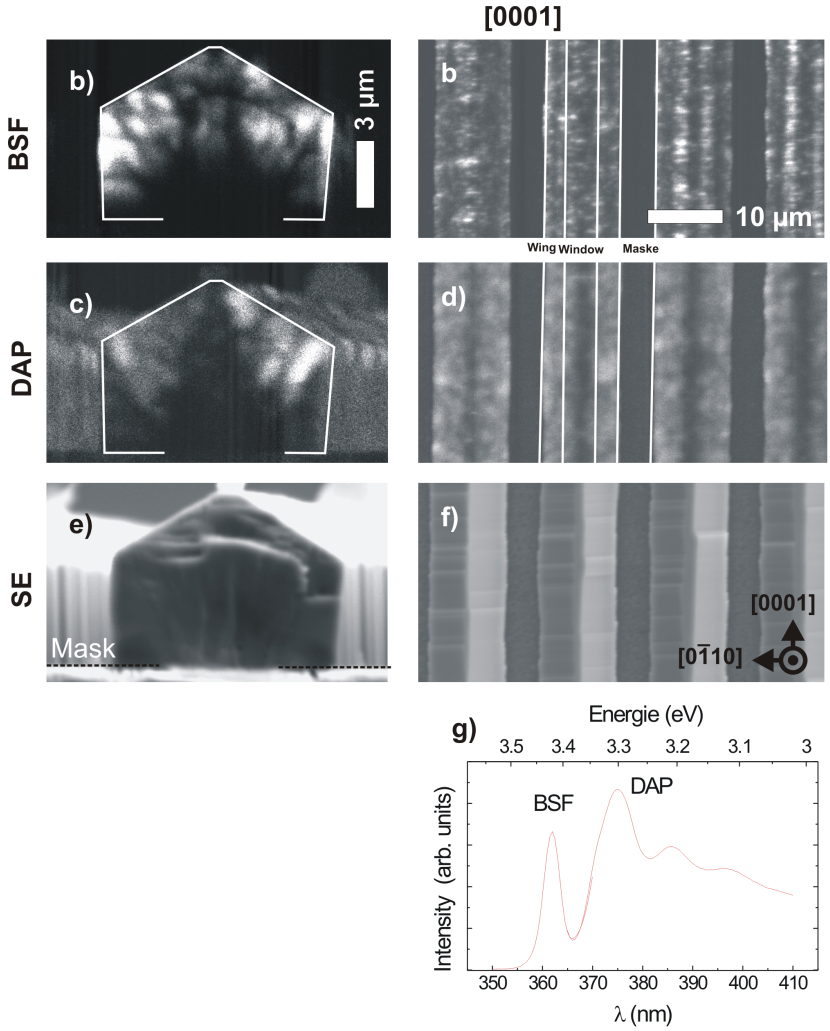


Abbildung 4.5: REM- und KL-Aufnahmen einer a-plane GaN ELOG Probe mit [0001] orientierten Streifen. Mono-KL-Bilder in Plan-view und im Querschnitt. a)und b) 3.42 eV, c) und d) bei 3.29 eV, e) und f) SE-Bilder sowie g) dem Spektrum aus der Plan-view-Aufnahme. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

gen, müssen sich sogar die Stapelfehler am Rand der Maskenöffnung in den lateral überwachsenen Bereich ausbreiten. Die Intensität der BSF-Lumineszenz ist sehr punktuell verteilt. Dabei sind auf der a-Facette nur selten helle Punkte zu sehen, während in der m-Facette direkt neben der a-Facette die Intensität höher ist. Querschnitts Mono-KL-Aufnahmen (Abb. 4.5a und c) zeigen eine niedrige Intensität im *Template* und direkt über der Maskenöffnung. In größerem Abstand von der Grenzfläche steigt die Lumineszenzintensität. Der helle Bereich ist aber durchzogen von dunklen Linien. Da die dunklen Linien in Abb. a) und c) dunkel erscheinen, sind es nichtstrahlende Rekombinationszentren, d.h. Versetzungen. Die Versetzungen knicken also an der m-Facette in den lateral überwachsenen Bereich ab, so dass sie ungefähr senkrecht zur Facette verlaufen. Versetzungen breiten sich im gesamten lateral und kohärent gewachsenen Bereich aus. Auf der a-Facette ist ihre Dichte be-

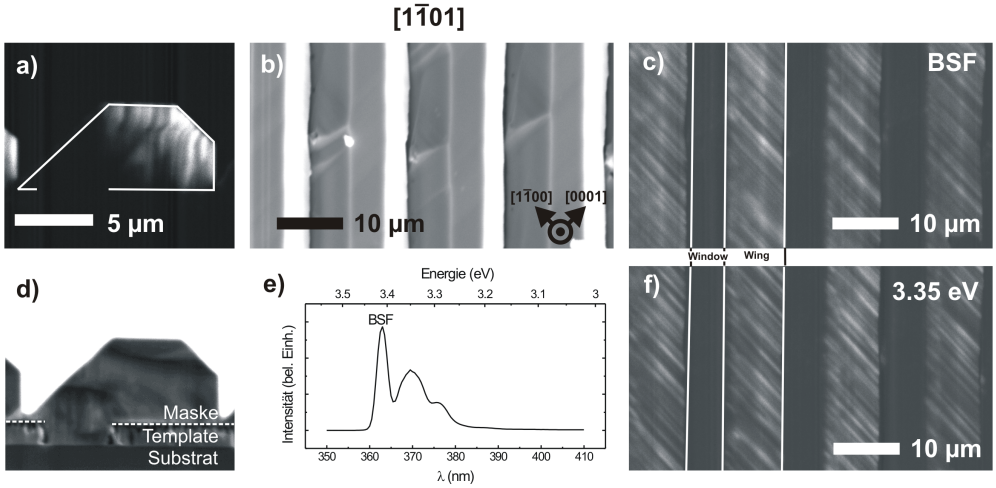


Abbildung 4.6: REM- und KL-Aufnahmen bei 77 K einer a-plane GaN ELOG-Probe mit [1$\bar{1}$01] orientierten Streifen. d) Querschnitts REM-Aufnahme mit a) dem entsprechenden Mono-KL-Bildern bei 3.42 eV (dem höchsten Peak im Spektrum e)). b) Plan-view-REM-Aufnahme der Streifen mit entsprechenden Mono-KL-Bildern bei c) 3.42 eV und f) 3.29 eV. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

sonders hoch, so dass nur wenige helle Punkte im Plan-view zu finden sind. In der benachbarten m-Facette ist die Versetzungsdichte etwas niedriger, so dass mehr helle Punkte zu sehen sind.

Monochromatische Kathodolumineszenz an [1$\bar{1}$01]-Streifen Die Asymmetrie des Wachstums der ELOG-Streifen mit [1$\bar{1}$01]-Orientierung spiegelt sich in den optischen Eigenschaften wieder. Wie die Querschnittsabbildung zeigt, ist die Intensität im gesamten Fensterbereich am niedrigsten und steigt im lateral überwachsenen Bereich deutlich an (Abb. 4.6a). Der starke Kontrast zwischen Wing und Window (Plan-view, Abb. 4.6c, f) spricht dabei für eine deutlich verringerte Versetzungsdichte im Wingbereich. Bei den [0001] Streifen haben die schrägen m-Facetten das Abknicken der Versetzungen in den Wingbereich begünstigt. Auch bei den [1$\bar{1}$01] gibt es schräge Facetten: Die stickstoffpolare (10$\bar{1}\bar{1}$) Ebene und die galliumpolare (01$\bar{1}$1) Ebene. Die (10$\bar{1}\bar{1}$) Ebene wächst aber so langsam, dass kein nennenswertes laterales Wachstum zu sehen ist. Die galliumpolare (01$\bar{1}$1) Ebene wächst dagegen schneller als die a-Facette. Deswegen befindet sich die a-Facette ausschließlich im lateral überwachsenen Bereich. Dadurch gab es während des Wachstums auf dieser Facette nur wenige Versetzungen, die in den Wing abknicken konnten.
Wie bei den [0001] Streifen zeigt die Plan-view-Aufnahme im lateral überwachsenem Bereich Stapelfehlerlumineszenz bei 3.42 eV, d.h., dass sich die Stapelfehler überall in der Schicht ausbreiten können. Im Vergleich zu den [0001] Streifen bewirken [1$\bar{1}$01] Streifen eine Verringerung der Versetzungen im Wing, aber auch keine Verringerung der Stapelfehler in den Wings.

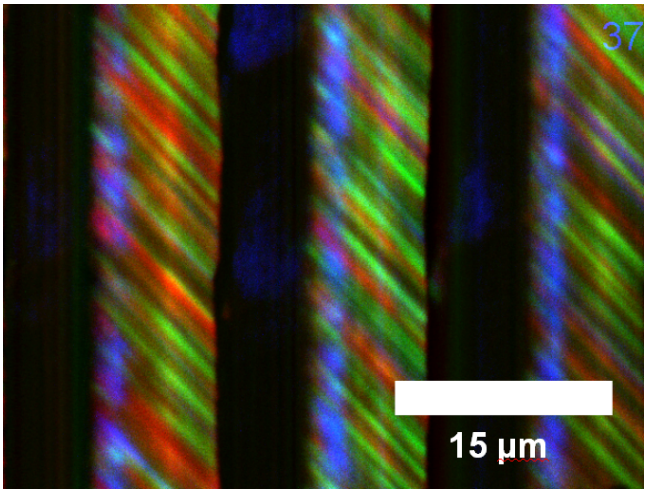


Abbildung 4.7: Kombinierte Mono-KL-Aufnahmen von $[1\bar{1}01]$ Streifen bei rot= 3.41 eV, grün= 3.35 eV und blau= 3.29 eV. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

Die Lumineszenz im Querschnitt und im Plan-view zeigt dunkle bzw. helle Streifen, die im Querschnitt parallel $[11\bar{2}0]$ und im Plan-view parallel $[1\bar{1}00]$ verlaufen. Sie liegen also auf der (0001) Ebene. Man kann Versetzungen als Ursache ausschließen, da Versetzungen Liniendefekte und keine planaren Defekte sind. Wahrscheinlich gibt es einen Zusammenhang der Streifen mit Basalflächenstapelfehlern.

Die Streifen der Emissionen bei 3.41 eV (BSF) und 3.35 eV sind in annähernd gleicher Dichte von $2 \times 10^4 \mathrm{cm}^{-1}$ vertreten, während die 3.29 eV Emission vor allem in der a-Facette nahe dem Window und in sehr wenigen Streifen ($2 \times 10^3\,\mathrm{cm}^{-1}$) zu finden ist. Im Vergleich zur BSF-Dichte in heteroepitaktischem a-plane GaN von $10^5 - 10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$ sind die Streifendichten in der Lumineszenz deutlich niedriger. Allerdings ist es wegen der Ladungsträgerdiffusion (≈ 200 nm) mit Hilfe von KL nicht möglich einzelne BSFs (Abstand $10 - 100$ nm bei $10^5 - 10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$) aufzulösen. Man bildet daher vermutlich Bündel von Stapelfehlern ab. Die Überlagerung der einzelnen monochromatischen Aufnahmen (Abb. 4.7) erlaubt eine Aussage über die Korrelation der Defektlumineszenz. Es kommen hauptsächlich die Primärfarben rot, grün und blau vor, die Mischfarben (gelb, türkis, violett und weiß) sind nur an wenigen Stellen zu finden. Die Peaks bei 3.41 und 3.35 eV sind also antikorreliert während die 3.29 eV-Lumineszenz eher zufällig verteilt zu sein scheint. Daraus kann man schlussfolgern, dass die 3.35 eV-Lumineszenz von einem anderen planaren Defekt erzeugt wird, der auch auf der Basalebene liegt. In der Literatur ist auch eine ähnliche energetische Lage für prismatische Stapelfehler (PSF) [43] diskutiert worden. Tischer et al. haben eine eindeutige Korrelation von I2-Stapelfehler und 3.33 eV Lumineszenz gefunden [70], was sehr gut zu den vorliegenden Ergebnissen passt. Das diffuse Auftreten der 3.29 eV-Lumineszenz spricht eher für einen Punktdefekt wie bei den $[0001]$-Streifen und den koaleszierten $[1\bar{1}01]$-Streifen (siehe Kap. 4.3).

Zusammenfassend kann man für die $[1\bar{1}01]$-Streifenorientierung sagen, dass sich Stapelfehler wegen der Lage schräg zu den Streifen in den Wing ausbreiten können, aber Versetzungen im lateral überwachsenen Bereich stark reduziert sind. Das stark anisotrope und sehr schnelle laterale Wachstum führt zu einer schnellen Koaleszenz.

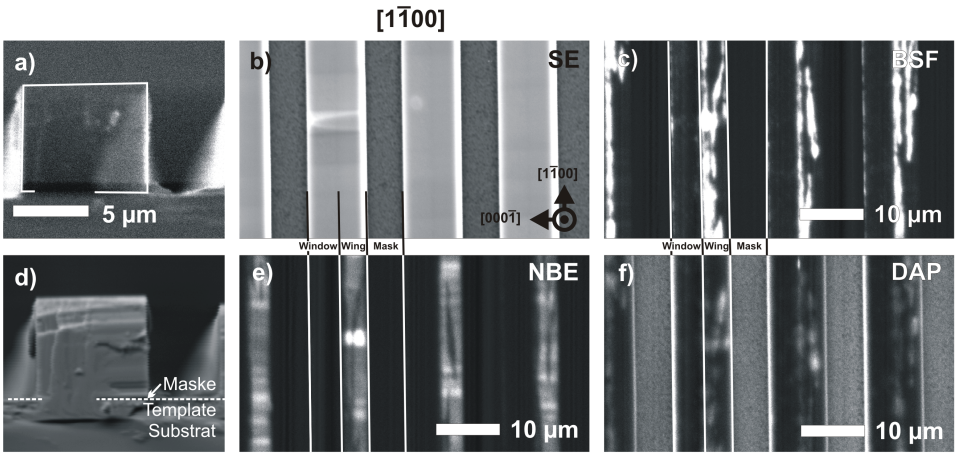


Abbildung 4.8: REM- und KL-Aufnahmen bei 77 K einer a-plane GaN ELOG Probe mit [1$\bar{1}$00] orientierten Streifen. d) Querschnitts REM-Aufnahme mit dem a) entsprechenden panchromatischem KL-Bild. b) Plan-view-REM-Aufnahme der Streifen mit entsprechenden Mono-KL-Bildern bei den höchsten Peaks des Spektrums (Abb. 4.9): c) 3.42 eV, e) 3.47 eV und f) 3.27 eV. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

Monochromatische Kathodolumineszenz an [1$\bar{1}$00]-Streifen Bei den [1$\bar{1}$00] Streifen sind die Stapelfehler parallel zur Streifenrichtung und senkrecht zur lateralen Wachstumsrichtung ausgerichtet. Wie man bei den anderen Streifenorientierungen gesehen hat, ist eine Reduktion der Stapelfehlerdichte nicht möglich, solange Stapelfehler wegen ihrer Orientierung relativ zur Maskenöffnung in das lateral überwachsene Material propagieren. Außerdem hat die REM-Untersuchung gezeigt, dass bei dieser Streifenorientierung nur Facetten senkrecht zur Oberfläche auftreten. Es gibt keine schrägen Facetten, die das Abknicken von Versetzungen in den lateral gewachsenen Bereich begünstigen. Diese Streifen haben also die idealen Voraussetzungen, um sowohl Stapelfehler als auch Versetzungen im Wing zu reduzieren.
Abb. 4.8 zeigt die Plan-view- und Querschnittsaufnahmen der Streifen mit [1$\bar{1}$00]-Orientierung. Im Querschnitt (Abb. 4.8a) ist die höhere Lumineszenzintensität im Wing im Vergleich zum Window zu sehen. Allerdings war es wegen zu geringer Intensität nicht möglich, monochromatische Abbildungen zu machen. Im Plan-view war das jedoch möglich, wie die Abb. 4.8c, e und f zeigen, die bei den energetischen Positionen von BSF, NBE und DAP aufgenommen wurden, wie sie im Spektrum in Abb. 4.9 bezeichnet sind. In allen Aufnahmen ist der Windowbereich deutlich dunkler als der Wing. Daraus kann man eine deutlich niedrigere Versetzungsdichte im Wing schlussfolgern. Neben dem Window findet man sowohl in gallium- als auch stickstoffpolarer c-Richtung BSF-Lumineszenz. Erst nach $1-2\,\mu$m findet man im galliumpolaren Wing bandkantennahe (NBE) Lumineszenz (der stickstoffpolare Wing ist zu schmal um eine eventuelle Stapelfehlerreduktion feststellen zu können). Die Verteilung der BSF- und NBE-Lumineszenz im Wing ist antikorreliert. Dies kann man folgendermaßen erklären: Stapelfehler wirken wie ein Quantentopf aus kubischem

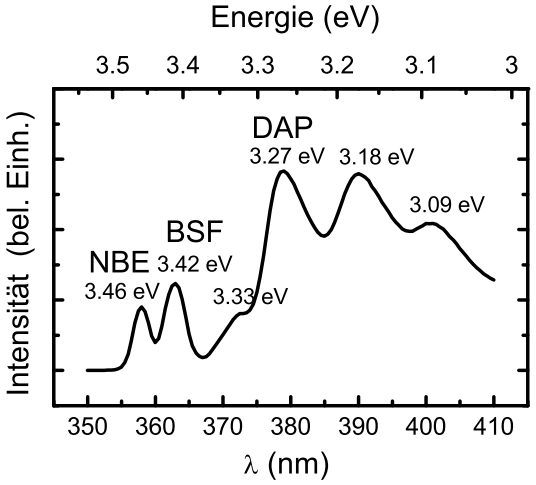


Abbildung 4.9: Spektrum über 47x57µm aus dem Bildausschnitt der SE-Aufnahme aus Abb. 4.8b. Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [94, 95].

Material (Typ II Heterostruktur) und binden Exzitonen, die dann unter Emission von 3.42 eV-Photonen rekombinieren [41, 42]. Da innerhalb der Diffusionslänge der Großteil der Exzitonen am BSF rekombiniert, wird die bandkantennahe Lumineszenz entsprechend reduziert. Umgekehrt ist in den Bereichen hoher NBE-Lumineszenz keine BSF-Lumineszenz zu finden. Im Wing ist die BSF-Lumineszenz nicht auf den Bereich nahe an der Maskenöffnung beschränkt. Auch mitten im lateral überwachsenen Gebiet gibt es BSF-Lumineszenz, die keine direkte Verbindung zum Windowbereich hat. Das heißt, dass sich Stapelfehler auf der Facette spontan gebildet haben. Im Rahmen der Arbeit konnte jedoch nicht geklärt werden, ob die Bildung von Stapelfehlern durch die Wachstumsbedingungen begünstigt werden oder diese von der Grenzfläche zur SiO_2-Maske ausgehen. Weiter fällt auf, dass die hellen Streifen der BSF-Lumineszenz nicht parallel zur $[1\bar{1}00]$ Richtung verlaufen, sondern meist leicht schräg zu dieser. Vermutlich gehen hier basale Stapelfehler in Stapelfehler auf anderen Ebenen über, um dann nach einer kurzen Länge wieder zu einem basalen Stapelfehlern zu werden.

Bei 3.27 eV (DAP) findet man keine Lumineszenz im Window, dafür aber eine geringe Lumineszenz aus dem Wing, die aber von der Lumineszenz aus dem *Template* fast überstrahlt wird. Man kann also vermuten, dass das Licht, das zum DAP-Peak beiträgt, nicht nur aus dem überwachsenen Material, sondern vor allem aus dem *Template* kommt. Vergleicht man die Positionen der BSF- und DAP-Lumineszenz im Wing sieht man eine deutliche Korrelation. Da diese Lumineszenzbande fast immer zusammen mit Stapelfehlern auftritt und, wie hier zu sehen, deutlich korreliert ist, ist ein Zusammenhang mit Partialversetzungen möglich [43]. Dabei ist es möglich, diese Lumineszenzbande sowohl mit DAP als auch mit den Partialversetzungen in Zusammenhang zu bringen, wenn man annimmt, dass die Partialversetzungen als Akzeptoren wirken. In der Literatur gibt es Berichte über die elektrische Aktivität von Versetzungen [97, 98]. Eine Wirkung der Partialversetzungen als Akzeptor würde nicht nur erklären, warum die Anwesenheit von Stapelfehlern mit der DAP-Lumineszenz verbunden ist, sondern auch, warum sich dieses Band in temperatur- und leistungsabhängigen Messungen eher wie ein Punktdefekt verhält (z.B. Phono-

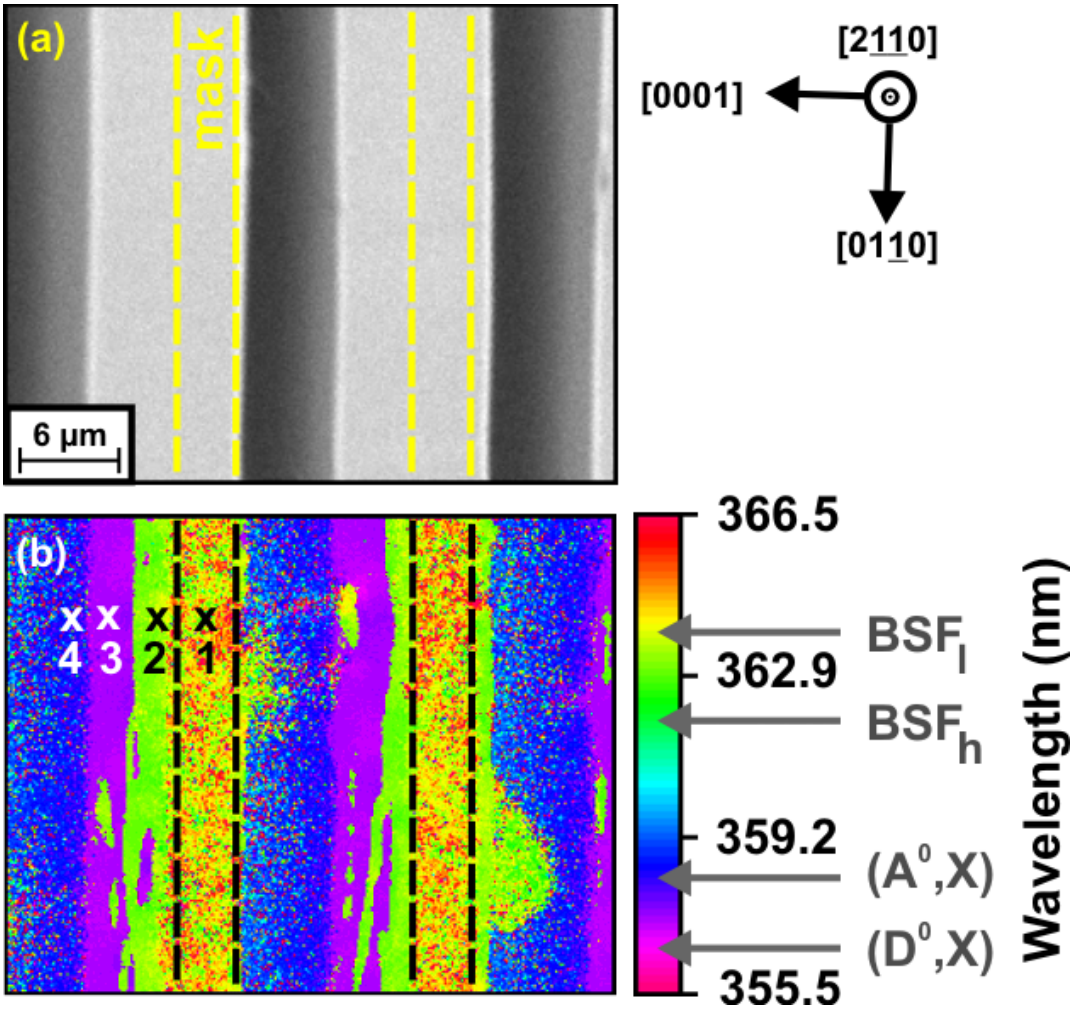


Abbildung 4.10: Plan-view-Aufnahme eines a-plane GaN ELOG-Streifens als SE-Bild (oben) und im Peakwellenlängenmapping (unten) mit den Spektren an den Punkten (1)-(4). Aufgenommen von B. Bastek. Siehe auch [100].

nenreplika). Dies passt auch zu der Tatsache, dass a-plane und $(11\bar{2}2)$-GaN-*Templates* einen sehr hohen Schichtwiderstand haben, weil die n-Hintergrunddotierung von $10^{16} - 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, die typischerweise in GaN zu finden ist, durch die Versetzungen kompensiert werden würde, analog zu c-plane GaN [99].
Um zu überprüfen, ob im Wing neben der dominanten NBE-Lumineszenz noch Defektbanden vorhanden sind, wurden KL-Maps aufgenommen. Dabei wird an jedem Bildpunkt ein komplettes Spektrum aufgenommen und bei der Auswertung der Daten, lassen sich Spektren von beliebigen Gebieten darstellen. Abb. 4.10 zeigt die $[1\bar{1}00]$-Streifen im Plan-view. Die Wachstumsregionen lassen sich durch die Wellenlänge des dominierenden Peaks im Spektrum Abbilden (Abb. 4.10b). Die Spektren der Regionen Window (1), Übergangsbereich zwischen Wing und Window (2), Wing (3) und galliumpolare Facette des Wings (4) zeigen jeweils einen Peak bei einer anderen Wellenlänge. Im Window gibt es eine durch Versetzungen verbreiterte BSF-Lumineszenz bei 3.407 eV. Im Übergangsbreich ist der BSF-Peak um 7 meV blau

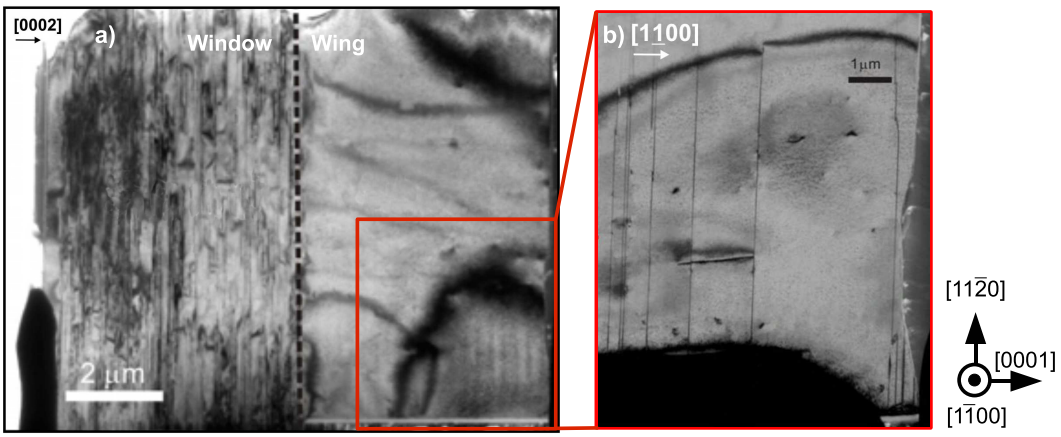


Abbildung 4.11: a) TEM Querschnittsabbildung eines [1$\bar{1}$00] orientierten ELOG-Streifens auf einem a-plane GaN *Template*. Zeigt kohärent (Window) und lateral (Wing) gewachsenen Bereich mit dem Beugungsvektor $\mathbf{g} = [0002]$ (Versetzungen sind sichtbar). b) Detailausschnitt aus dem Wing aufgenommen mit dem Beugungsvektor $\mathbf{g} = [1\bar{1}00]$ (Stapelfehler sichtbar). Aufgenommen von Z. Wu. Siehe auch [86].

verschoben. Dies Verschiebung wird vermutlich von der unterschiedlichen Verspannung in Wing und Window verursacht (siehe S. 52). Im Window (3) gibt es nur die bandkantennahe Lumineszenz des donatorgebundenen Exzitons (D^0,X). Andere Lumineszenzbanden von Stapelfehlern oder DAP gibt es nicht. Die Lumineszenz im galliumpolaren Wing (4) ist im Vergleich zu oberen Facette rot verschoben. Es handelt sich um die Emission von akzeptorgebundenen Exzitonen. Mit Querschnittsabbildungen wurde gezeigt, dass diese Lumineszenz mit Oberflächenzuständen zusammenhängt, die wahrscheinlich beim Abkühlen bei ungenügender Stabilisierung entstehen.
Zusammenfassend zeigt die KL-Untersuchung der [1$\bar{1}$00] Streifen, dass die optische Qualität im lateral überwachsenen Material von allen Orientierungen am besten ist, weil sowohl Versetzungen als auch Stapelfehler reduziert werden. Die Versetzungsreduktion setzt gleich an der Kante des Windowbereichs ein. Eine Verringerung der Stapelfehlerdichte, so dass bandkantennahe Lumineszenz dominiert, benötigt einige Mikrometer lateralen Wachstums.

4.2 Untersuchung der ELOG-Strukturen mit [1$\bar{1}$00] orientierten Streifen

Da die Streifen in [1$\bar{1}$00] Richtung als einzige bandkantennahe Lumineszenz zeigen, sind diese Streifen für weitere Untersuchungen interessant. Dabei steht nicht nur im Vordergrund, die Qualität dieser Schichten für die Herstellung von Bauelementen einzuschätzen, sondern auch die Entstehung von Basalflächenstapelfehlern zu untersuchen und Strategien zu deren Vermeidung zu entwickeln.

Untersuchung der Mikrostruktur mit Beugungskontrast-TEM Abb. 4.11a zeigt den Querschnitt eines ELOG-Streifens. Auf der linken Seite ist der kohärent gewach-

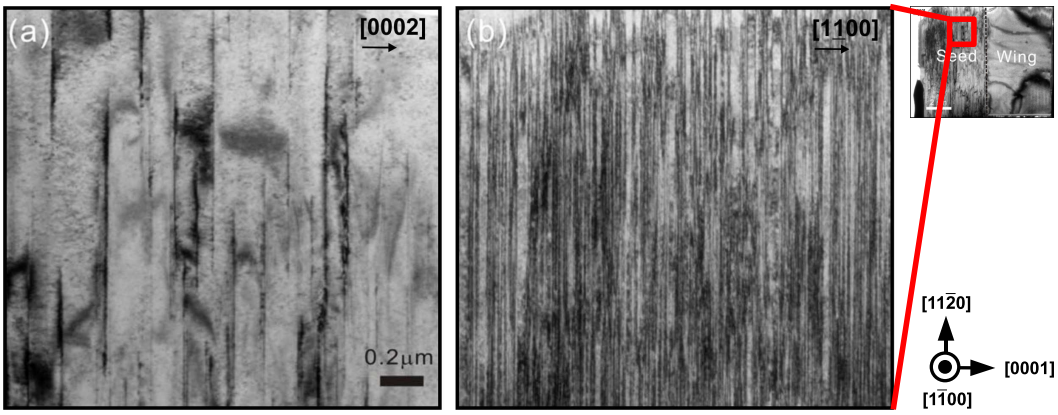


Abbildung 4.12: TEM Querschnittsabbildung des kohärent gewachsenen Bereichs mit a) $g = [0002]$, so dass Versetzungen sichtbar sind, und b) $g = [1\bar{1}00]$, so dass Stapelfehler sichtbar sind. Aufgenommen von Z. Wu. Siehe auch [86].

sene Windowbereich abgebildet. Rechts ist der Wing, zu erkennen an der Maske am rechten unteren Rand. Das Bild wurde mit dem Beugungsvektor $g = [0002]$ aufgenommen. Unter diesen Beugungsbedingungen sind gemischte und Stufenversetzungen mit einem Burgersvektor, der nicht in der c-Ebene liegt, zu sehen. Basalflächenstapelfehler sind unsichtbar. Im Window gibt es sehr viele senkrecht verlaufende durchstoßende Versetzungen, während im Wing keine solchen Versetzungen zu finden sind. Die Kontraste im Wing sind auf eine Variation der Dicke und auf eine Verbiegung der Probe zurück zu führen und werden nicht von ausgedehnten Defekten verursacht.

Eine Detailansicht des Windowbereichs mit verschiedenen Beugungsbedingungen (Abb. 4.12) zeigt mit $g = [0002]$ wie im vorherigen Bild die Versetzungen und mit $g = [1\bar{1}00]$ die Stapelfehler. Aus der Liniendichte der Versetzungen in Abbildung 4.12a kann man unter Annahme einer durchstrahlten Dicke von $\approx 100\,\text{nm}$ die Versetzungsdichte im Window auf $1.3 \times 10^{10}\,\text{cm}^{-2}$ abschätzen, was mit den publizierten Versetzungsdichten anderer Autoren übereinstimmt [61, 40]. Auch die koaleszierten ELOG-Strukturen mit derselben Streifenorientierung zeigen die gleiche Versetzungsdichte in Plan-view-Aufnahmen (vgl. S. 35). Die Liniendichte der Stapelfehler in Abbildung 4.12b ist deutlich höher als die der Versetzungen ($\approx 10^5\,\text{cm}^{-1}$), so dass sich der Kontrast der Defekte überlagert und die Dichte wohl im Bereich von $10^6\,\text{cm}^{-1}$ liegt. Auch dieser Wert stimmt mit den Werten anderer Gruppen überein [61, 40]. Man kann also davon ausgehen, dass die Defektdichte im Window in der selben Größenordnung liegt, wie die Defektdichte im *Template*.

Wie Abb. 4.11 zu sehen, nimmt die Dichte der durchstoßenden Versetzungen vom Window zum Wing innerhalb von $< 100\,\text{nm}$ stark ab. Das Verhalten der Stapelfehler ist in Abb. 4.13 zu sehen: Die Stapelfehlerdichte nimmt im Detailausschnitt b) von links nach rechts von 10^6 um eine Größenordnung auf $7 \times 10^4\,\text{cm}^{-1}$ ab. Mit der Entfernung vom Window sinkt die Stapelfehlerdichte sogar noch weiter auf $4 \times 10^3\,\text{cm}^{-1}$ (sieh Abb. 4.11b). Der Übergangsbereich von hoher zu niedriger Stapelfehlerdichte ist deutlich breiter als der Bereich, in dem die Versetzungsdichte abnimmt. Es ist also

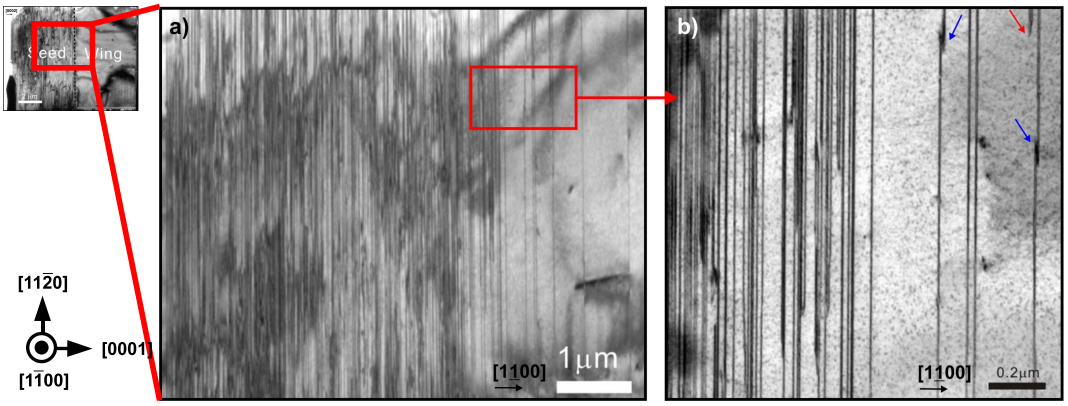


Abbildung 4.13: TEM Querschnittsabbildung des Übergangs vom kohärent zu lateral gewachsenem Bereich eines ELOG-Streifens mit [1$\bar{1}$00] Orientierung. Aufgenommen von Z. Wu. Siehe auch [86].

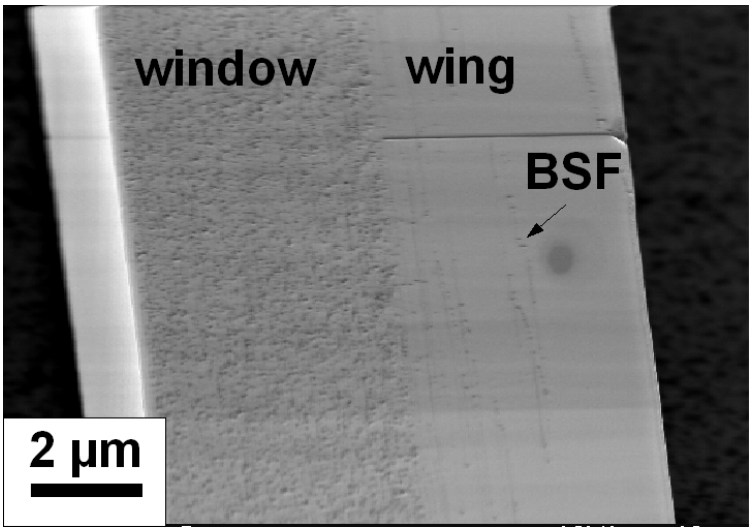


Abbildung 4.14: REM-Aufnahme eines ELOG Streifens mit [1$\bar{1}$00] Orientierung unter einen Winkel von 45°.

für die Stapelfehler möglich in den Wing einzudringen, wenn auch mit wesentlich geringerer Dicht als bei den anderen Streifenorientierungen.

Morphologie von unkoaleszierten [1$\bar{1}$00] Streifen Wie die KL-Aufnahmen gezeigt haben, gibt es beim lateralen Wachstum mit [1$\bar{1}$00] Streifen drei Bereiche: Im Window sind Versetzungs- und Stapelfehlerdichte hoch. Im angrenzenden Bereich ist die Versetzungsdichte niedrig aber die Stapelfehlerdichte hoch und noch weiter vom Wing entfernt sind Versetzungs- und Stapelfehlerdichte niedrig. Mittels REM wurde aus schrägem Betrachtungswinkel ein ELOG-Streifen aufgenommen (Abb. 4.14). Die drei Bereiche (Window, Wing und Übergangsbereich) zeigen eine unterschiedliche Morphologie. Der Windowbereich über der Maskenöffnung hat viele Pits, während in dem Bereich daneben Streifen mit einzelnen Pits dominieren. Im lateral gewachsenen Bereich, möglichst weit vom Window entfernt, gibt es keine morphologischen Auffälligkeiten. Der Vergleich mit den aus KL und TEM ermittelten Defekttypen in den verschiedenen Bereich legt nahe, dass die Pits im Window von Versetzungen er-

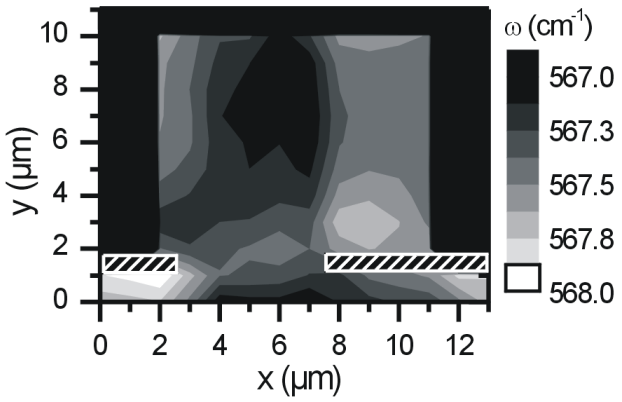


Abbildung 4.15: Mikro-Raman-Map von der Peakposition der E_2^H Mode über dem Querschnitt eines a-plane ELOG-Streifens in $[1\bar{1}00]$ Richtung. Aufgenommen von T. Brumme und G.Irmer. Siehe auch [94, 58].

zeugt werden, während die Streifen Stapelfehlern zuzuordnen sind. Genau wie im KL-Bild verlaufen die Stapelfehler nicht parallel zu den Streifen und dort wo die Streifen abknicken oder in einem schrägeren Winkel verlaufen, sind mehr Pits zu sehen (siehe Pfeil in Abb. 4.14). Diese Pits hängen also mit Partialversetzungen oder prismatischen Stapelfehlern zusammen. Eine hohe Versetzungsdichte ist also katastrophal für die Oberfläche und kann dadurch leichter zu facettiertem Wachstum umschlagen. Obwohl Stapelfehler allein die Morphologie nicht so stark stören wie die Versetzungen, ist eine defektfreie Oberfläche wesentlich glatter.

Abbildung der Verspannung bei Streifen parallel $[1\bar{1}00]$ mit Mikro-Raman-Spektroskopie

Die Verspannung eines GaN-Kristalls beeinflusst die Phononenfrequenzen, so dass man Verspannungen mit Hilfe von Mikro-Raman-Streuung ortsaufgelöst abbilden kann. Die Verspannung eines *Templates* ist interessant, weil diese die kritische Schichtdicke von AlGaN-Schichten, den In-Einbau in Quantenfilme und die Emissionsenergie von Quantentöpfen beeinflusst.

Beim Mikro-Raman-Mapping (Abb. 4.15) ist die Frequenz der E_2^H Mode zu sehen. Die E_2^H Mode wurde hier ausgewählt, da sie am intensivsten ist, die E_1- und A_1-Mode zeigen einen ähnlichen Verlauf.

Bei der Ramanstreuung reagiert die Frequenz der E_2^H Mode am stärksten auf Verspannung senkrecht $[0001]$ mit einem Deformationspotential von $(-3.4 \pm 0.3)\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$ [59], wobei kompressive Verspannung die Frequenz erhöht (siehe Kap. 2.2). Nimmt man die Lage von unverspanntem GaN bei $567.6\,\text{cm}^{-1}$ [60] an, sieht man, dass der Großteil des Wings praktisch unverspannt ($567.4\,\text{cm}^{-1}$) ist (Abb. 4.15a). Zur Oberfläche hin gibt es eine Entspannung um 0.02 GPa ($(0.1 \pm 0.15)\,\text{cm}^{-1}$). Nur an der Grenze zur Maske ist eine Verschiebung des Peaks um $(0.3 \pm 0.15)\,\text{cm}^{-1}$ zu beobachten, was einer kompressiven Verspannung von 0.09 GPa entspricht.

Im Vergleich zum lateral überwachsenen Bereich ist der kohärent gewachsene Bereich deutlich stärker tensil verspannt. Am größten ist die Verspannung in der Nähe der Oberfläche mit einer Frequenz der E_2^H Mode von $567.1\,\text{cm}^{-1}$, was einer tensilen Verspannung von 0.15 GPa entspricht. Im *Template* bewirkt die Strukturierung und das selektive Überwachsen eine Modulation der Verspannung. Unter der Maskenöffnung ist die Schicht tensil verspannt während das Material unter der Maske kompressiv verspannt ist.

Durch die unterschiedlichen Wachstumsdomänen gibt es eine Variation der Verspannung. Diese inhomogene Verspannungsverteilung ist dadurch zu erklären, dass der Windowbereich fest mit dem *Template* verbunden ist, aber der Wingbereich sich frei ausdehnen kann. Für Quantentöpfe auf einem solchen *Template* würde das wahrscheinlich zu einer Variation der Emissionsenergie führen, die die Halbwertsbreite der Emission vergrößern würde.
Die Verschiebung der BSF-Lumineszenz in Wing und Window (siehe Abb. 4.10 auf Seite 48) ist vermutlich verspannungsinduziert. Da mit Mikro-Raman-Mapping anhand der Frequenz der E_H^2-Mode die Verspannung vermessen wurde, kann man diese Daten mit der BSF-Emissionswellelänge korrelieren. Es zeigt sich, dass die Rotverschiebung im Window mit einer tensilen Verspannung korreliert. Die Peakpositionen unterscheiden sich um (7 ± 2) meV in der KL (vgl. 4.10) und um $0.7\,\mathrm{cm}^{-1}$ bei der Mikro-Raman-Streuung (vgl. Abb. 4.15). Nimmt man wieder ein Deformationspotential für den Ramanshift von $(-3.4 \pm 0.3)\,\mathrm{cm}^{-1}/\mathrm{GPa}$ an, erhält man einen Verspannungsunterschied zwischen Wing und Window von $(0.2 \pm 0.03)\,\mathrm{GPa}$ und damit ein Deformationspotential von $(35 \pm 11)\,meV/\mathrm{GPa}$ für die BSF-Emissionsenergie. Ein Wert von $(35 \pm 11)\,meV/\mathrm{GPa}$ (größer als der Wert für Bulk-GaN mit $27\,meV/\mathrm{GPa}$ [101]) erscheint realistisch, da eine Verspannung zusätzlich zu der Änderung der GaN-Bandkante, eine Veränderung der Polarisationsladungen hervorrufen müsste. Eine Vergrößerung der Bindungslänge (tensile Verspannung) müsste zu einer größeren Polarisation und daher zu einer stärkeren Rotverschiebung des kubischen „Quantentopfs“ führen. Da der Wing in an der Grenze zum Window um $0.0 - 0.6\,\mathrm{GPa}$ kompressiv verspannt ist, ist die Emissionsenergie eines unverspannten Basalflächenstapelfehlers bei (3.412 ± 0.002) eV.

4.3 Koaleszierte a-plane ELOG Schichten

Für die Prozessierung von Bauelementen ist eine geschlossene glatte Oberfläche wünschenswert. Daher ist es notwendig, das Wachstum über die Anfangsphase hinaus fortzusetzen und die Schichtdicke soweit zu vergrößern, dass die Wachstumsflanken zusammenstoßen und eine geschlossene Oberfläche bilden. Gerade das Zusammenwachsen der Flanken ist ein sehr interessanter Prozess, der natürlich auch von der Orientierung der ELOG-Streifen abhängt.

Morphologie in Abhängigkeit der Streifenorientierung Es wurden ELOG-Strukturen mit der selben Geometrie wie in Kap. 4.1 verwendet (Streifen parallel [0001], $[1\bar{1}01]$ und $[1\bar{1}00]$, 5 µm Öffnung, 15 µm Periodizität). In zwei Versuchsläufen wurde zuerst 3 h dann 6 h lang GaN abgeschieden. Die Oberflächen der Schichten mit den verschiedenen Streifenorientierungen sind in Abb. 4.16 zu sehen. Alle Schichten sind koalesziert (die Maske ist vollständig bedeckt), aber nur bei den $[1\bar{1}01]$ Streifen ist die Koaleszenz vollständig, d.h. die Oberfläche ist geschlossen und glatt (eine nähere Analyse des Koaleszenzvorgangs und der resultierenden Schichten folgt ab Seite 59). Aber auch bei den anderen Oberflächen sind deutliche Anzeichen für eine zukünftige vollständige Koaleszenz zu finden. Bei den [0001] Streifen ist eine Bildung von planaren a-Facetten zu beobachten. In der oberen linken Ecke des Bildes ist ein Streifen

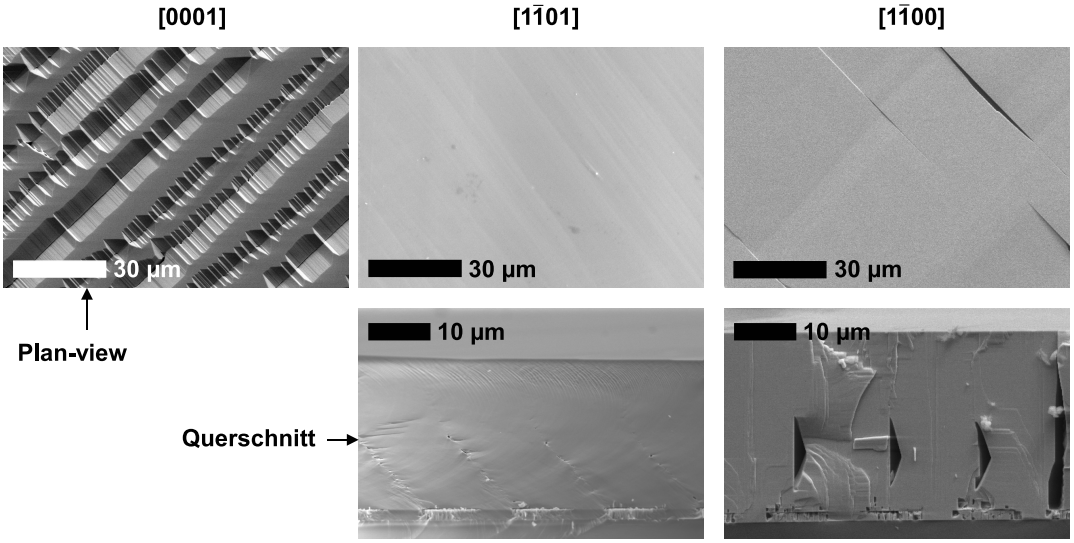


Abbildung 4.16: REM Aufnahmen von der Oberfläche (Plan-view) und im Querschnitt von a-plane GaN ELOG-Schichten mit ≈ 30 µm Schichtdicke für die Streifenorientierungen parallel [0001], [0$\bar{1}$11] und [1$\bar{1}$00].

mit verschwindend kleiner a-Facette zu sehen, so wie vor der Koaleszenz (vgl. Abb. 4.5 auf Seite 43). In der rechten unteren Hälfte sind dagegen Streifen mit einer breiten a-Facette sichtbar. Hier sieht man die Ausbildung von semipolaren Facetten auf den schrägen m-plane Seitenfacetten. Sie haben eine deutlich höhere Wachstumsrate als die a-Facette, wie an den gezackten Kanten von a- und semipolaren Facetten zu erkennen ist. Die Ausbildung dieser schnell wachsenden semipolaren Facetten ist an allen Stegen zu beobachten. Während der Koaleszenz bestimmen also nicht die langsam wachsenden Facetten die Wachstumsfront, sondern die schnell wachsenden Facetten (siehe auch [102]). Daher ist es möglich, Schichten trotz einer langsam wachsenden schrägen Facette zu koaleszieren, wie es auch beim ELOG von c-plane GaN mit Punktmasken oder Streifen parallel [11$\bar{2}$0] der Fall ist [103].

Im Fall von senkrechten Flanken sollte eine Koaleszenz eigentlich unproblematisch sein. Das Bild der [1$\bar{1}$00] Streifen zeigt aber, dass es einige schmale Spalte gibt, an denen die Schicht nicht koalesziert ist. Mit Scanning-Weißlicht-Interferometeraufnahmen zeigt sich, dass die Streifen dort nicht koaleszieren, wo der Höhenunterschied der Wachstumsfronten größer als 400 nm ist. Eine vollständige Koaleszenz wäre also nur zu erreichen, wenn man die Wachstumsratenhomogenität entlang der Streifen und von Streifen zu Streifen verbessern könnte oder die Periodizität der Maske verkleinert. Allerdings lassen sich auch bei dieser Probe viele Bereiche finden, wo mehrere Streifen vollständig koalesziert sind und eine Fläche von mehr als 50x50µm^2 bilden, so dass an ihnen die Eigenschaften der koaleszierten Schichten untersucht werden können. Im Folgenden sollen nun die optischen Eigenschaften und die Defektverteilung der beiden besseren Streifenorientierungen [1$\bar{1}$00] und [1$\bar{1}$01] untersucht werden.

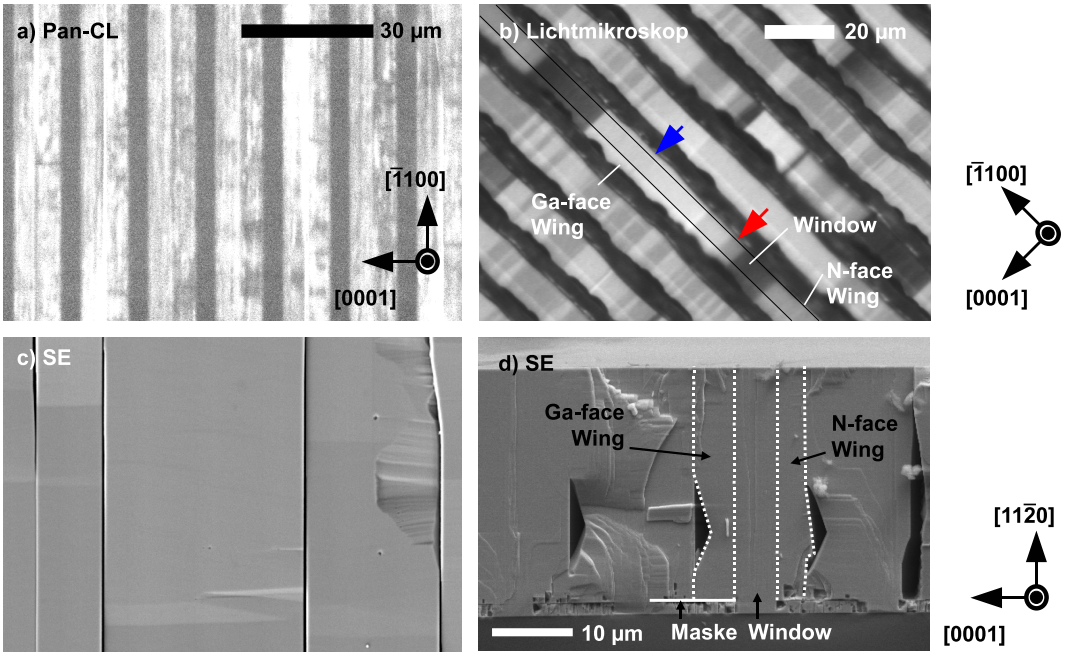


Abbildung 4.17: Aufnahmen von koaleszierten a-plane GaN ELOG Streifen in [1$\bar{1}$00] Richtung. a) und c): Plan-view-Aufnahmen in KL (panchromatisch) und SE Modus. b) Plan-view-Lichtmikroskopbild der Schicht aus a) nach dem ersten Wachstumsschritt (nach 3h Wachstum). d) REM Querschnittsabbildung der Schicht aus a). Aufgenommen von U. Zeimer.

Untersuchung der optischen Eigenschaften von koaleszierten [1$\bar{1}$00] Streifen mit KL-Mapping Analog zu den unkoaleszierten ELOG-Streifen wurden auch die koaleszierten Streifen mit KL und KL-Mapping untersucht. Im panchromatischen Plan-view-KL-Bild (Intensität integriert über alle Wellenlängenbereiche, Abb. 4.17a) kann man sehr gut die Wingregionen an der hohen und die Windowregionen an der niedrigen Intensität erkennen. Auch hier sieht man wieder, dass an vielen Stellen die Wings spurlos koaleszieren und eine geschlossene Fläche bilden. An der Position der Spalte und im Querschnitts-SE-Bild kann man erkennen, dass die Koaleszenzgrenzen in der Mitte der Wings sitzen (Abb. 4.17c und d). Wenn die Koaleszenzgrenze in der Mitte zu finden ist, folgt daraus, dass in diesem Versuch die stickstoffpolaren Facetten eine ähnliche Wachstumsrate wie die galliumpolaren Facetten hatten.

Fraglich ist, in welchem Stadium ein deutlich stärkeres Wachstum der stickstoffpolaren c-Facette auftrat. In der lichtmikroskopischen Abb. 4.17b der ELOG-Streifen nach dem ersten Wachstumsschritt sieht man, dass die laterale Wachstumsrate der galliumpolaren Facette entlang des Streifens schwankt. Sie ist mit $0.3 - 1.3$ µm/h im Vergleich zu den zuvor beobachteten Raten deutlich niedriger. Dafür ist ein Wachstum der stickstoffpolaren Facette mit bis zu 0.3 µm/h zu sehen. Kuokstis et al. und Sun et al. haben auch eine identische Wachstumsrate der beiden Wings und eine Reduktion der lateralen Wachstumsrate beobachtet [104, 105]. Das wird durch die Ergebnisse von Iida et al. erklärt, die festgestellt haben, dass das Verhältnis der lateralen Wachstumsraten des stickstoff- und galliumpolaren Wings vom V/III-Verhältnis abhängt [106]. Das hier verwendete Verhältnis von 900 läge demnach in einem Be-

reich, in dem beide c-Facetten eine ähnliche Wachstumsrate haben. Dieser Versuch ist also trotz identischer Versuchsbedingungen nicht identisch mit den koaleszierten Streifen aus Kap. 4.1.

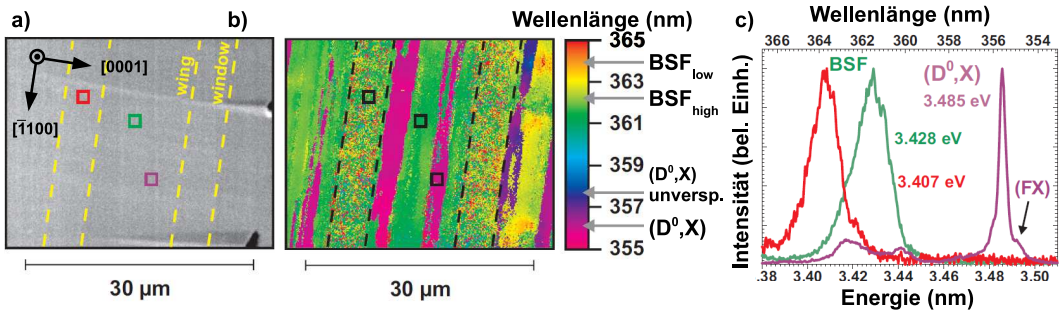


Abbildung 4.18: Cl-Mapping Aufnahmen von koaleszierten ELOG-Streifen in $[1\bar{1}00]$ Richtung. a) SE-Bild, b) Peakwellenlängenmapping, c) Spektren an den in a) und b) gekennzeichneten Bereichen (Window mit BSF_{low}-Dominanz, rot; Wing-Bereich mit (D^0, X)-Dominanz, violett; Wingbereich mit BSF_{high}-Dominanz, grün). Aufgenommen von B. Bastek. Siehe auch [100].

Obwohl ein Wachstumsregime mit der Koaleszenzgrenze in der Mitte der Maske aus technologischer Sicht nicht optimal ist, kann man dadurch die optischen Eigenschaften des galliumpolaren und des stickstoffpolaren Wings gleichzeitig untersuchen und damit entscheiden, ob eher galliumpolares oder stickstoffpolares Wachstum erstrebenswert ist. In der Literatur gibt es sowohl Meinungen, die galliumpolares Wachstum favorisieren [107], da stickstoffpolare Wings eine sehr hohe Stapelfehlerdichte haben, als auch Meinungen, die stickstoffpolares Wachstum favorisieren [106], da dieses eine höhere Wachstumsratenselektivität ermöglicht.
Ein KL-Mapping der koaleszierten ELOG-Schicht mit $[1\bar{1}00]$ orientierten Streifen ist in Abb. 4.18 zu sehen. Wie bei den unkoaleszierten Strukturen dominiert im Window die rot verschobene BSF-Lumineszenz (rotes Spektrum). Im Wing gibt es Bereiche mit dominierender bandkantennaher Lumineszenz (violett) und Bereiche mit dominierender Stapelfehlerlumineszenz (grün). Die Stapelfehlerlumineszenz ist vor allem in der Mitte der Maske, d.h. in der Umgebung der Koaleszenzgrenze zu finden. Zwischen Window und Koaleszenzgrenze dominiert in weiten Teilen die bandkantennahe Lumineszenz des donatorgebundenen Exzitons (D^0,X) (3.485 eV), die gegenüber dem unverspannten (D^0,X) (3.472 eV) um 13 meV blau verschoben, was einer kompressiven Verspannung von (0.48 ± 0.07) GPa entspricht [108, 101]. Da die unkoaleszierten Wings unverspannt sind (siehe S. 4.2), ist davon auszugehen, dass die koaleszierte Schicht beim Abkühlen wegen der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaN und Saphir kompressiv verspannt wurde. Die Stapelfehlerlumineszenz im Wing der koaleszierten Schicht (3.428 eV) ist gegenüber der Stapelfehlerlumineszenz im Wing der unkoaleszierten Schicht (3.413 eV) um 15 meV blau verschoben ist, ähnlich wie (D^0, X). Das entspricht mit dem in Kap. 4.2 bestimmten Deformationspotential von (35 ± 11) meV/GPa einer Verspannung von 0.46 GPa. Die BSF-Peakposition im Window ist dagegen identisch für koalesziertes und unkoalesziertes GaN (3.407 eV). Daraus folgt, dass die Verspannung im Win-

dow in beiden Fällen wegen des Kontakts zum *Template* identisch ist. Wie bei den unkoaleszierten Schichten ist hier eine Verspannungsmodulation entlang [0001] zu beobachten, die für ein Bauelement nicht wünschenswert sind.
Der Bereich mit dominierender BFS-Lumineszenz an der Koaleszenzgrenze ist mit $3-4\,\mu m$ sehr breit. Die Stapelfehlerdichte steigt also schon einige Mikrometer vor der Koaleszenz an. Das ist unerwartet, da die unkoaleszierten Schichten eine kontinuierlichen Abnahme der Stapelfehlerdichte zeigten. Da die Stapelfehlerdichte kurz vor der Koaleszenz plötzlich ansteigt, muss sich etwas am Wachstumsmodus geändert haben. Bei der Annäherung der Wachstumsfronten haben sich schneller wachsende Facetten herausgebildet. Wenn diese eine erhöhte Wahrscheinlichkeit zur Bildung von Stapelfehlern hätten, würde dies den breiten Koaleszenzbereich erklären.
Die Untersuchungen mit KL und KL-Mapping haben gezeigt, dass die Erwartungen, die durch die unkoaleszierten Schichten geweckt wurden (starke Wachstumsraten Anisotropie, abnehmende Stapelfehlerdichte, Verspannungsfreiheit) sich nach der Koaleszenz nur zum Teil erfüllt haben. Die Koaleszenzfront war wider Erwarten in der Mitte der Maske und die Stapelfehlerlumineszenz trat in einem breiten Bereich um die Koaleszenzfront auf. Außerdem deuten die KL-Untersuchen auf eine starke Inhomogenität der Defektdichte und der Verspannung hin, was die Prozessierung von Bauelementen stören würde. Möchte man Laserstrukturen mit $[1\bar{1}00]$ Resonatororientierung auf einem solchen *Template* im defektreduzierten Bereich herstellen ergibt sich eine Maskenbreite von $22\,\mu m$: $\approx 15\,\mu m$ defektfreies Gebiet werden für einen RW-Laserresonator benötigt. Hinzu kommen jeweils $3\,\mu m$ am Window und an der Koaleszenzfront, wo die Stapelfehlerdichte erhöht ist. Bei optimalen Bedingungen, wie in Kap. 4.1 beschrieben, würden ca. 17 h Wachstum bis zur Koaleszenz benötigt werden. Darüber hinaus muss man mit Problemen beim Ausrichten der Lithografiemasken an den Streifenstrukturen rechnen, insbesondere bei so stark verkrümmten Schichten. Trotz der sehr guten Materialqualität in den Wings, sind ELOG-*Templates* mit $[1\bar{1}00]$ Streifenorientierung nicht wirklich gut für die Herstellung von Bauelementen geeignet. Wie hoch Stapelfehler- und Versetzungsdichte in den verschiedenen Wachstumsbereichen wirklich sind und wie diese Unterschiede zustande kommen wird im folgenden Kapitel behandelt.

TEM-Untersuchung der strukturelle Eigenschaften von koaleszierten $[1\bar{1}00]$ Streifen Eine Übersicht über die Verteilung von Versetzungen und Stapelfehlern bietet die Abb. 4.19. Hier ist die selbe Region unter drei verschiedenen Beugungsbedingungen zu sehen, so dass Stapelfehler, Partialversetzungen und vollständige Versetzungen ($g = 1\bar{1}00$, $g = 0002$ bzw. $g = \bar{2}110$) zu sehen sind. Auf der linken Seite der Bilder ist das Window zu sehen, das in allen drei Bildern viele Kontraste zeigt. D.h. Stapelfehler-, Partialverstzungs- und Schraubenversetzungsdichte sind sehr hoch (vgl. Kap. 3.5) und die Stapelfehler sind kurz (da es viele Partialversetzungen gibt). Der Rand des Windows wird durch die linken Pfeile angezeigt. Die Probe ist so orientiert, dass rechts vom Window der stickstoffpolare Wing ist - bis zum rechten Pfeil, der Koaleszenzgrenze. Rechts von der Koaleszenzgrenze folgt dann der galliumpolare Wing.
Im Wing sieht man die deutliche Stapelfehlerreduktion ($g = 1\bar{1}00$). Außerdem ver-

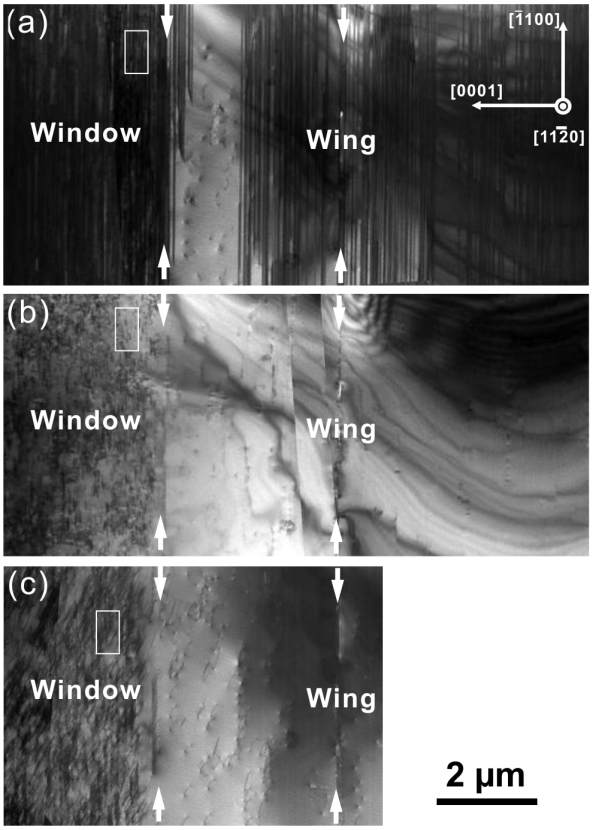


Abbildung 4.19: TEM Plan-view-Aufnahmen einer koaleszierten ELOG-Schicht a) $g = 1\bar{1}00$, b) $g = 0002$, c) $g = \bar{2}110$. Aufgenommen von Z. Wu. Siehe auch [86].

laufen viele Stapelfehler durch das ganze Bild, d.h. sie haben eine große Ausdehnung ($> 10\,\mu m$) entlang der [$\bar{1}$100]-Richtung. Dies entspricht nicht den Ergebnissen der Literatur [107], die im stickstoffpolaren Wing die selbe Stapelfehlerdichte wie im Window fanden, aber dafür eine wesentlich schnellere Abnahme der Stapelfehlerdichte im galliumpolaren Wing. Es ist möglich, dass die Wachstumsparameter einen entscheidenden Einfluss auf die Bildung von Stapelfehlern auf den verschiedenen c-Facetten haben. In der selben Aufnahme sieht man auch durchstoßenden Versetzungen im stickstoffpolaren Wing (hier $7 \times 10^8\,cm^{-2}$), die im galliumpolaren Wing nicht auftreten. Mit $g = 0002$ (Partialversetzungen) sieht man praktisch keinen Kontrast im gesamten Window. Die Partialversetzungsdichte ist also sehr niedrig (Dichte $< 2 \times 10^6\,cm^{-2}$), was mit den langen Stapelfehlern und der Bildung von prismatischen Stapelfehlern im Wing übereinstimmt.
Bei der Abbildung mit $g = \bar{2}110$ sind Versetzungen zu sehen, diesmal in beiden Wings. Die Dichte ist mit $6 \times 10^8\,cm^{-2}$ sehr hoch für eine lateral überwachsene Schicht.
Direkt an der Koaleszenzgrenze findet man mit $g = 0002$ (Partialversetzungen) und $g = \bar{2}110$ (ganze Schraubenversetzungen) Kontraste, die für eine erhöhte Defektdichte sprechen.
Der Vergleich der Defektstruktur in Wing und Window zeigt einen fundamentalen Unterschied. Im Window ist die Versetzungsdichte hoch und die Stapelfehler sind kurz ($0.75 - 2.5\,\mu m$, siehe Kap. 3.5). Im Wing dagegen ist die Dichte der Versetzungen, insbesondere der Partialversetzungen niedrig und die Stapelfehler sind sehr lang ($> 10\,\mu m$). Der Unterschied liegt in der Entstehung der Stapelfehler. Im kohärent ge-

wachsenen Bereich sind sie bei der Nukleation entstanden und haben daher ungefähr die Ausdehnung der Nukleationsinseln [67]. Die Stapelfehler entstehen in den individuell wachsenden Inseln. Damit ist eine Bildung von längeren Stapelfehlern nicht möglich. Bei der Nukleation ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von BSF durch die Wechselwirkung mit dem Substrat und die niedrige Temperatur sehr hoch. Bei der Koaleszenz der Schicht entstehen an den Grenzen der Inseln Partialversetzungen. Beim lateralen Wachstum auf den ausgebildeten c-Facetten dominiert der Stufenfluss oder das Layer-by-Layer-Wachstum im Gegensatz zum Inselwachstum bei der Nukleation. Dadurch kann sich ein einmal auf der Facette gebildeter Stapelfehler über einen langen Bereich ausbreiten, bevor er auf fehlerfrei gewachsenes Material trifft. Unter diesen Bedingungen scheint dann häufig die Bildung eines prismatischen Stapelfehlers wahrscheinlicher (vgl. S. 49), wodurch die Partialversetzungsdichte nicht beeinflusst wird. Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Stapelfehlern ist niedrig, da sich nur wenige überkritische Keime bilden (deutlich höhere Wachstumstemperatur). Außerdem gibt es keine Interaktion mit einem Substrat und das Wachstum ist spannungsfrei.

Strukturelle und optische Eigenschaften von vollständig koaleszierten $[1\bar{1}01]$-Streifen Wie auf Seite 53 gezeigt, war die Schicht mit $[1\bar{1}01]$ orientierten Streifen als einzige vollständig koalesziert. Im Folgenden sollen nun die optischen Eigenschaften mit CL geklärt werden. Davon ausgehend wird auf die Verteilung von Defekten und darüber hinaus auf den Koaleszenzprozess geschlossen.

Das Spektrum in Abb. 4.20 zeigt die bekannten Peaks bei 3.46, 3.43 und 3.33 eV. Die BSF-Lumineszenz bei 3.43 eV dominiert das Spektrum und ist wie bei den $[1\bar{1}00]$-Streifen leicht blau verschoben. Die bandkantennahe Lumineszenz ist nur als Schulter des Stapelfehlerpeaks zu erkennen. Dies ist zwar ein größerer Anteil an bandkantennaher Lumineszenz als bei der unkoaleszierten Probe, aber deutlich weniger als bei den Proben mit $[1\bar{1}00]$-orientierten Streifen. Größere stapelfehlerfreie Bereiche sind nicht vorhanden. In den spektral aufgelösten Plan-view-Abbildungen 4.21 kann man in der Helligkeitsverteilung der Stapelfehlerlumineszenz bei 3.43 eV den hellen Wing und dunklen Windowbereich als waagerecht verlaufende Streifen erkennen. Die von links oben nach rechts unten verlaufenden Streifen werden durch die Morphologie verursacht; sie sind auch im SE-Bild zu sehen. Die von rechts oben nach links unten verlaufenden Streifen wurde auch schon bei den unkoaleszierten Strukturen beobachtet (siehe Abb. 4.6, S. 44) und werden vermutlich von einer lokalen Variation der Stapelfehlerdichte verursacht.

Die Plan-view-Abbildung bei 3.43 eV zeigt, dass die Stapelfehlerlumineszenz, analog zu den unkoaleszierten Strukturen, in der gesamten Schicht zu finden ist. Im Gegensatz zu diesen ist aber der Kontrast zwischen Wing und Window viel kleiner. Das bedeutet, dass die Versetzungsdichte in Wing und Window ähnlich ist. Fraglich ist, ob die Versetzungsdichte im Wing gestiegen oder im Window gesunken ist. Da das Auftreten der Streifen parallel $[1\bar{1}00]$ nur bei niedriger Versetzungsdichte beobachtet wurde (vgl. Kap. 4.1), muss die Versetzungsdichte im Window gesunken sein.

Die Querschnittsabbildung Abb. 4.22 unterstützt diese Theorie. Der Querschnitt zeigt, dass ein dreieckiger Bereich direkt über der Maskenöffnung keine Lumineszenz zeigt.

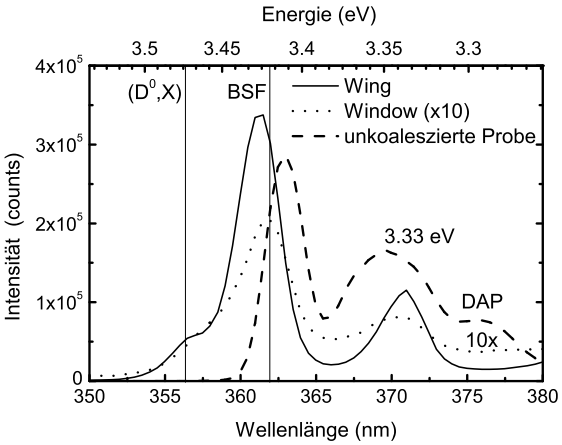


Abbildung 4.20: Lokale CL-Spektren von Wing und Window einer koaleszierten a-plane GaN ELOG Probe (siehe Abb. 4.21) und zum Vergleich einer unkoaleszierten Probe wie in Abb. 4.6. (77 K) Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [109].

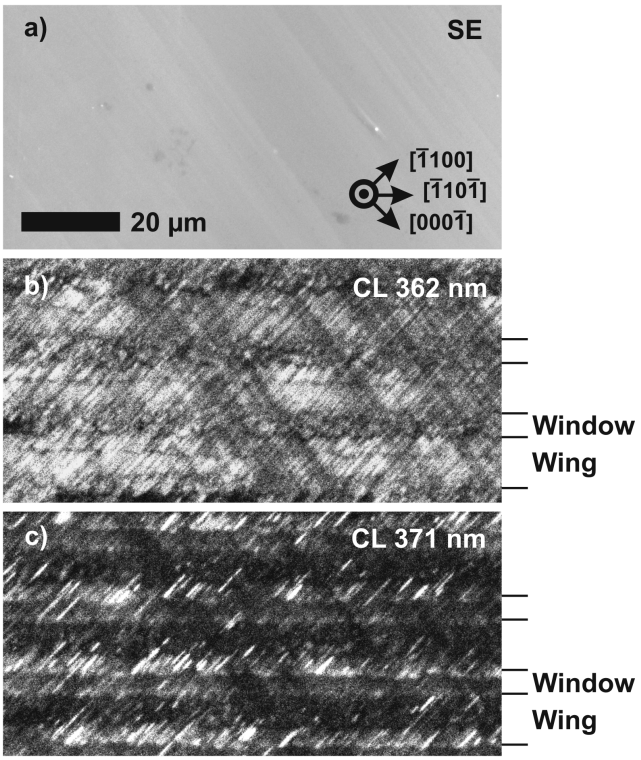


Abbildung 4.21: (Planview a) SE- und b)+c) CL-Abbildung einer koaleszierten a-plane GaN ELOG Probe mit [0$\bar{1}$11] orientierten Streifen. (77 K) Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [109].

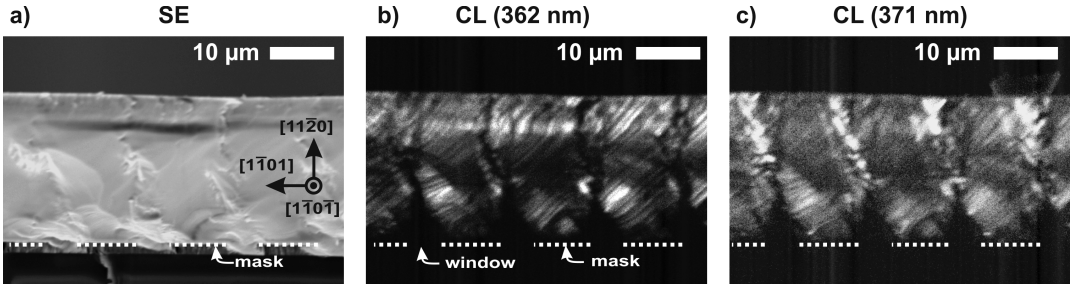


Abbildung 4.22: a) Querschnitts-SE- und b)+c) mono-CL-Abbildung einer koaleszierten a-plane GaN ELOG Probe mit [1$\bar{1}$01] orientierten Streifen. (77 K) Aufgenommen von U. Zeimer. Siehe auch [109].

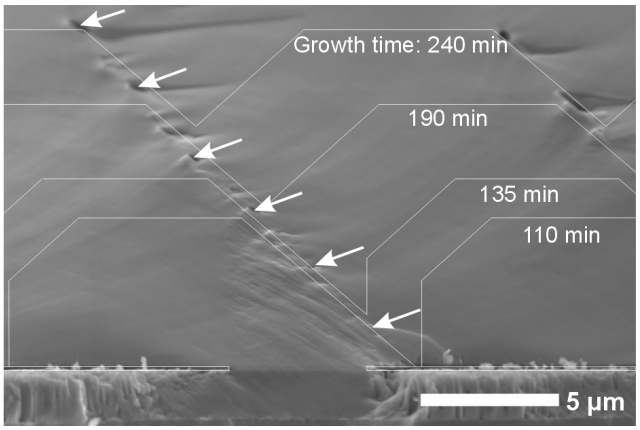


Abbildung 4.23: REM-Aufnahme der untersten 10 µm der koaleszierten a-plane GaN ELOG Schicht mit [1$\bar{1}$01]. Mit weißen Strichen ist die rekonstruierte Wachstumsfront nach verschiedenen Wachstumszeiten eingezeichnet, wobei die unterste Linie (110 min) der beobachteten Silhouette aus Abb. 4.6 entspricht. Die anderen Silhouette wurden unter Annahme konstanter Wachstumsraten extrapoliert. Siehe auch [109].

Hier ist die Versetzungsdichte am höchsten. Oberhalb dieses dunklen Dreiecks ist die Lumineszenz in Wing und Window vergleichbar. Die Versetzungsdichte muss hier deutlich reduziert sein. In der Stapelfehlerlumineszenz ist lediglich entlang der Verlängerung der schrägen Kante des Dreiecks die Intensität etwas niedriger. Dafür ist in diesem Bereich die 3.34 eV Lumineszenz, die vermutlich vom I_2 Stapelfehler verursacht wird (siehe Kap. 4.1), am intensivsten. Das zeigt auch die Plan-view-Aufnahme bei 3.34 eV: Am galliumpolaren Rand der Maskenöffnung ist die Intensität am höchsten, gefolgt vom Windowbereich. Im Wing ist diese Lumineszenz am schwächsten. Da die stärkste 3.34 eV Lumineszenz aus dem Bereich der Koaleszenzgrenze kommt, folgt, dass dieser Defekt bei der Koaleszenz verstärkt gebildet wird.

Um die Reduktion von Versetzungen zu verstehen, muss man den Koaleszenzprozess studieren. In Abb. 4.23 sind, ausgehend von der unkoaleszierten Schicht, für verschiedene Wachstumszeiten extrapolierte Wachstumsfronten mit einer Querschnitts REM-Aufnahme der koaleszierten Schicht überlagert. Man kann hier sehen, dass der galliumpolare Wing über die stickstoffpolare Facette wächst. An der Koaleszenzgrenze von gallium- und stickstoffpolarer Facette entstehen kleine Löcher (Voids, weiße Pfeile in Abb. 4.23). Die Versetzungen annihilieren also in der Koaleszenzebene oder terminieren in den Voids. Da es trotzdem kohärente Bereiche gibt, können Versetzungen dort in den galliumpolaren Wing eindringen. Die unterschiedlichen Defektdich-

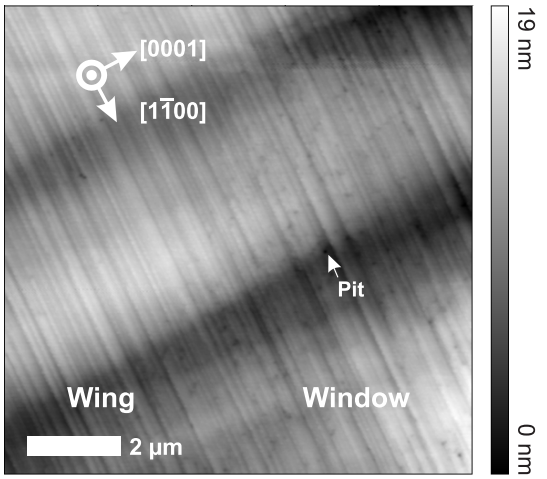


Abbildung 4.24: AFM-Aufnahme der koaleszierten a-plane GaN ELOG Probe mit [1$\bar{1}$01] orientierten Streifen an der Grenze zwischen Wing und Window.

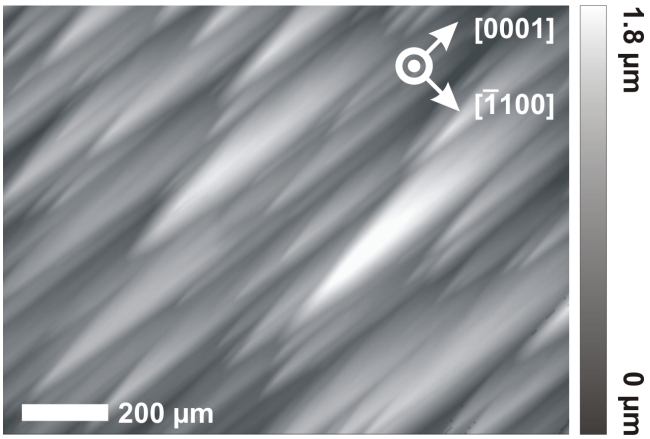


Abbildung 4.25: SWLI-Aufnahme der Oberfläche einer koaleszieren a-plane GaN ELOG Schicht mit [1$\bar{1}$01] orientierten Streifen. Siehe auch [109].

ten in Wing und Window werden auch in der Oberflächenmorphologie reproduziert. Eine AFM-Aufnahme an der Grenze von Wing und Window (Abb. 4.24) zeigt, das die Windowseite 4.5×10^8 cm^{-2} Pits an der Oberfläche hat, während es auf der Wingseite mit $< 4\times10^7$ cm^{-2} deutlich weniger Pits gibt. Wie auch bei den [1$\bar{1}$00]-Streifen, werden die Pits von Versetzungen verursacht. Überlagert wird die Morphologie in Wing und Window von Streifen, die durch die Stapelfehler verursacht werden und die Welligkeit parallel [0001] erhöhen. Die RMS-Rauigkeit von 3.4 nm wird aber durch Wellen senkrecht zu [0001] mit einer Periode von $\geqslant$ 10 µm bestimmt, wie auch in der SWLI-Abbildung zu sehen (Abb. 4.25).
Betrachtet man die Eignung dieses ELOG-*Templates* für die Herstellung von Bauelementen, so ist positiv anzumerken, dass die Versetzungsdichte in der ganzen Schicht relativ niedrig ist. Das spiegelt sich in schmalen Rockingkurvenhalbwertsbreiten von 450″ und 280″ bei Einstrahlung parallel und senkrecht zu c-Richtung wider. Dies ist eine große Verbesserung im Vergleich zum *Template* mit 2100″ und 1050″. Allerdings gibt es keine Reduktion der Stapelfehler, die vor allem die Oberflächenmorphologie beeinträchtigen. Auf mikroskopischer Skala beträgt die Rauigkeit 3.4 nm (AFM, 10x10 µm^2), also deutlich mehr als bei c-plane mit 0.5 nm. Auf größeren Längenskalen gibt es langgestreckte Hügel mit Höhenunterschieden von $\approx$ 1 µm auf einer Entfernung von 100 µm (Abb. 4.25). Wegen der schnellen Koaleszenz, der geschlossenen Oberfläche und der Versetzungsreduktion ist diese Streifen-

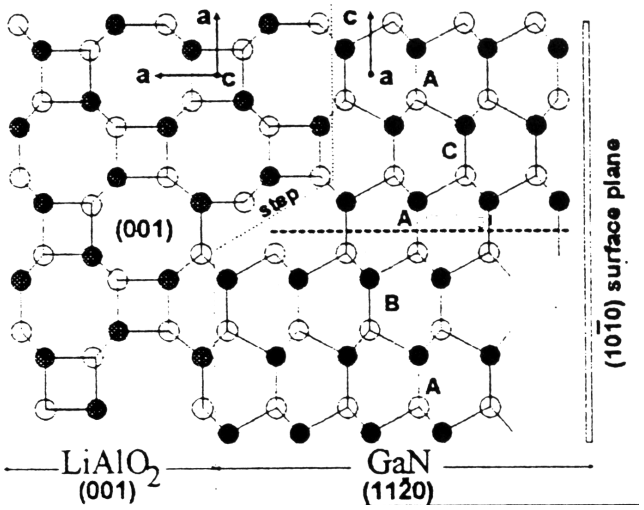


Abbildung 4.26: Skizze zur Generation von Stapelfehlern an einer Substratstufe [89].

orientierung trotzdem interessant.

4.4 Hypothesen zur Entstehung von Basalflächenstapelfehlern

In den vorangegangenen Kapiteln wurden wurden Stapelfehler in unterschiedlichen Wachstumsdomänen beobachtet. Nun sollen die Ergebnisse konzentriert zusammen gefasst werden um auf den Bildungsprozess der Stapelfehler zu schließen und Strategien zu ihrer Vermeidung zu finden. Die meisten Stapelfehler in heteroepitaktischen Schichten entstehen bei der Nukleation. Dieses Phänomen wurde unabhängig vom Substrat auf Saphir, SiC, Spinell und $LiAlO_2$ beobachtet. Wu et al. [107] gehen davon aus, dass sich bei der Nukleation stickstoffpolare Facetten bilden. Sie vermuten, dass analog zur Stapelfehlerbildung beim lateralen Überwachsen, die Stapelfehler auf diesen Facetten eingebaut werden. Die Fehlerbildung ist bei den niedrigen Wachstumstemperaturen der Nukleation noch wahrscheinlicher als bei den hohen Wachstumstemperaturen wegen der niedrigeren Adatombeweglichkeit. Vanfleet et al. [89] nehmen an, dass sich an monoatomaren Stufen Basalflächenstapelfehler bilden können (Abb. 4.26).
Zusätzlich zu diesen Prozessen ist es auch möglich, dass die Stapelfolge im epitaktisch aufgewachsenen Material nicht durch das Substrat vorgegeben ist (vgl. Abb. 4.27). Wenn eine Insel mit ABAB Stapelung mit einer benachbarten Insel mit ACACAC Stapelung koalesziert, muss ein Stapelfehler an der Koaleszenzgrenze entstehen. Dass das Substrat die Stapelung nicht vorgibt, kann man sich veranschaulichen, wenn man das Wachstum von m-plane GaN auf 4H-SiC betrachtet. Sowohl Substrat als auch Schicht sind hexagonal, aber das GaN wächst mit dem Polytyp 2H auf dem Substrat mit Polytyp 4H. Daraus folgt, dass mindestens alle vier Basalebenen im GaN und im SiC unterschiedliche Ebenen in der Stapelung entlang der c-Richtung aufeinander aufwachsen, also z.B. eine GaN A-Ebene auf eine SiC C-Ebene.
Ein weiterer Prozess zur Stapelfehlergeneration wurde in Kap. 3.3 vorgestellt: Die Generation an den planaren Defekten in (100) γ-$LiAlO_2$. Wie dort anhand von TEM-Aufnahmen gezeigt wurde, können Basalflächenstapelfehler an den auftretenden planaren Defekten generiert werden. Darüber hinaus können Stapelfehler auch beim

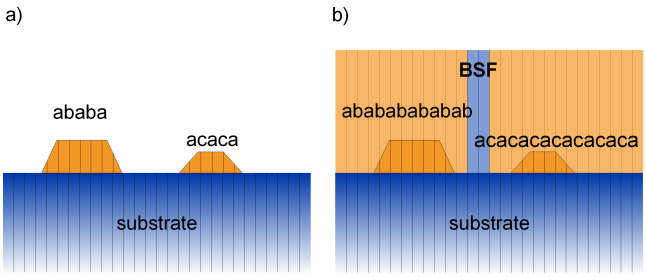


Abbildung 4.27: Skizze zur Generation von Stapelfehlern durch Koaleszenz von unterschiedlich gestapelten Inseln.

lateralen Überwachsen entstehen, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt wurde und auch in der Literatur zu finden ist [107, 110]. Interessant ist hier, dass die Stapelfehlergeneration nicht mit der Stapelfehlerdichte im Window zusammen hängt, wie Sawaki et. al mit dem Wachstum auf strukturiertem Si zeigen konnte [110]. Allerdings wurde im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass die Generation von Stapelfehlern nicht auf die stickstoffpolare Facette beschränkt ist. Fraglich bleibt, ob die Generation dieser Fehler zufällig ist, oder durch Verspannung oder durch Interaktion mit der Maske erzeugt werden.
Stapelfehler bleiben ein schwerwiegendes Problem beim heteroepitaktischen Wachstum und ihre Entstehung kann bei der Nukleation von semi- oder nichtpolarem Material wohl kaum verhindert werden kann. Ein erfolgreiche Ansatz die Stapelfehlerdichte zu senken ist das Wachstum auf strukturiertem Saphir oder Si [110, 111]. Leider werden beim lateralem Wachstum Stapelfehler eingebaut. Da die Stapelfehlergeneration beim lateralen Wachstum von den Wachstumsbedingungen abhängt, könnten stapelfehlerfreie Schichten möglich sein. So sind blaue LEDs auf solchen *Templates* mit einer Leistung von 3 mW bei einem Strom von 20 mA [111] ein vielversprechendes Resultat.

4.5 Zusammenfassung ELOG

Wie das vorangegangene Kapitel zeigt, bewirkt ELOG eine enorme Verbesserung der strukturellen und optischen Eigenschaften. So ist es möglich, 2“ *Templates* mit reduzierter Defektdichte herzustellen, die sogar defektfreie Gebiete von mehreren Mikrometern Ausdehnung haben. Die Dichte und Verteilung der Defekte hängt maßgeblich von der Orientierung der Streifen ab. Eine Reduktion der Stapelfehlerdichte ist nur für Streifen parallel zu diesen, d.h. parallel der $[1\bar{1}00]$ Richtung, zu beobachten. Bei anderen Streifenorientierungen kommt es zur Ausbreitung der Defekte in die Wings. Eine Reduktion der Vesetzungsdichte findet im Verhältnis Maske zu Öffnung statt. Die Verteilung der Versetzungen wird durch die Wachstumsfacetten bestimmt, wobei Versetzungen annähernd senkrecht zur Oberfläche verlaufen. Wenn die Seitenfacetten senkrecht sind oder eine höhere Wachstumsrate als die parallel zu Waferoberfläche liegende Facette haben, wird ein Abknicken verhindert. Die beste Materialqualität findet man in den Wings von $[1\bar{1}00]$-Streifen wo die Ausbreitung der Stapelfehler und der Versetzungen in den Wing verhindert wird. Da die Defektdichte im kohärent gewachsenem Bereich jedoch genauso hoch wie im *Template* ist, ergeben sich sehr inhomogene Oberflächen. Diese haben ein deutliches Profil in Verspannung, Morphologie und Defektdichte. Eventuelle Bauelemente müssten diesen

Gegebenheiten folgen, d.h. man müsste die aktiven Regionen auf den defektarmen Bereichen positionieren. Insbesondere bei der Herstellung von kantenemittierenden Laserstrukturen wäre man darauf angewiesen die Laserstreifen parallel zur Richtung mit niedrigerem Gain, also entlang der [0001]-Richtung zu orientieren (siehe Kap. 5.6.1). Deutlich homogenere *Templates* erhält man mit $[1\bar{1}01]$-Streifen, die außerdem am schnellsten koaleszieren. Allerdings ist die Stapelfehlerdichte für diese Streifenorientierung genauso hoch wie im *Template*, wodurch die Oberfläche gestört wird. Deswegen wurden für die Herstellung von Bauelementstrukturen im folgenden Kapitel ganzflächig defektarme, wenn auch kleine, GaN Substrate (siehe Kap. 5) verwendet.

Kapitel 5

Wachstum von LED- und Laserstrukturen auf homoepitaktischen GaN Substraten

Um das Problem der ausgedehnten Defekte bei der Heteroepitaxie zu umgehen, bietet sich die Verwendung von GaN-Substraten an. Dazu benötigt man ein GaN Substrat in der gewünschten Orientierung, das bei der Abscheidung einer Schicht die Orientierung vorgibt.
GaN-Substrate beliebiger Orientierung erhält man durch das Sägen eines GaN-Kristalls in der gewünschten Ebene. Das Problem bei einem solchen Herstellungsverfahren ist, dass die Größe verfügbarer GaN Kristalle sehr begrenzt ist. Erst während der Arbeiten an den ELOG-Schichten wurde die Kristallgröße soweit gesteigert, dass die Herstellung von nicht- und semipolaren Substraten möglich wurde. Die größten Kristalle wurden bisher mit HVPE auf c-plane Saphir in c-Richtung gewachsen und haben einen Durchmesser von 50 m (senkrecht zu [0001]) und eine Dicke von $\approx$ 10 mm (entlang [0001]) [8]. Nichtpolare Substrate, die aus solchen Boules gesägt wurden, haben eine maximale Breite von 10 mm (typisch sind 5 mm) und ca. 20 mm Länge [7]. Das heißt, solange die Boules in ihrer Dicke weiterhin beschränkt bleiben, ist diese Methode nicht industrietauglich, da die Substrate für einen industriellen Prozess zu klein sind.
Freistehende nichtpolare GaN-Wafer mit 2“ Durchmesser können durch HVPE-Wachstum auf Fremdsubstraten hergestellt werden [112, 113]. Allerdings haben die überwachsenen Schichten dieselben Probleme wie die mit MOVPE gewachsenen dünnen Schichten: Stapelfehler- und Partialversetzungsdichten sind mit Templates vergleichbar [89, 88] und führen zu einer, im Vergleich zu c-plane GaN, schlechten Kristall- und Oberflächenqualität. Nur aus c-plane Boules geschnittene Substrate können wegen ihrer geringen Defektdichte verwendet werden, um das defektarme Wachstum auf nicht- und semipolaren Oberflächen zu untersuchen.

5.1 Bauelementstrukturen auf nicht- und semipolaren GaN-Substraten

Die Zielstruktur für eine Laserdiode ist in Abb. 5.1c dargestellt. Die Entwicklung dieser Struktur lässt sich in die Entwicklung der einzelnen Teilschichten zerlegen, der Pufferschicht (Kap. 5.3), der Mantelschicht, d.h. des AlGaN/GaN Übergitters (Superlattice, Kap. 5.5), der Quantentöpfe (Quantumwells, Kap. 5.4) sowie der n- und p-Dotierung von GaN und AlGaN mit Si bzw. Mg (Kap. 5.6.2).

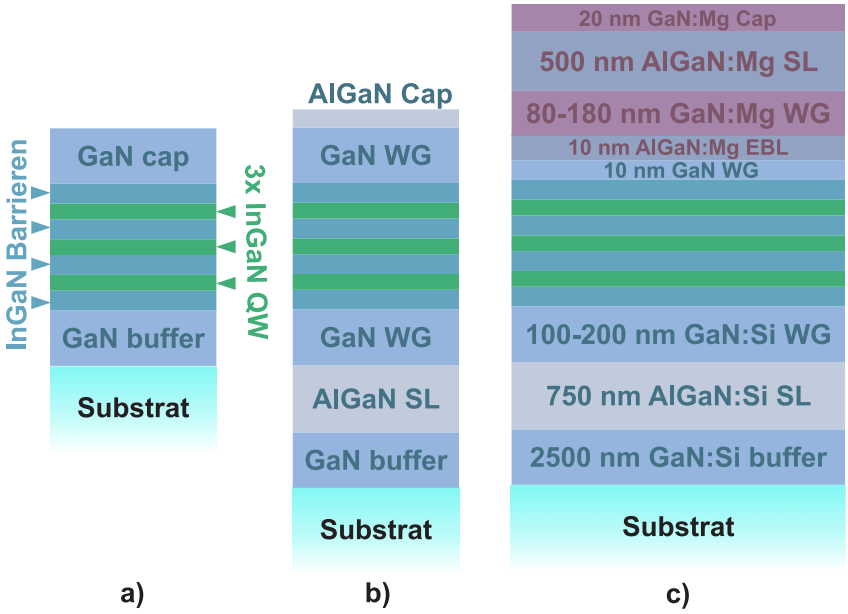


Abbildung 5.1: Verwendete Epitaxiestrukturen. a) PL-Teststruktur zur Optimierung von 3x InGaN Multiquantentöpfen (MQW) mit InGaN Barrieren. b) Optisch gepumpte Laserstruktur, mit 3xMQW, einem GaN Wellenleiter (WG), und einem AlGaN/GaN Übergitter (SL). c) Elektrisch gepumpte hetero confinement Laserstruktur mit n-dotierter unteren Mantelschicht und Wellenleiter, einer aktiven Zone mit 3xMQW sowie einem p-dotierten AlGaN electron blocking layer (EBL) im Mg dotieren p-Wellenleiter. Das p-dotierte GaN:Mg Cap auf der p-Mantelschicht dient als Kontaktschicht für einen geringeren Kontaktwiderstand.

5.2 Substratcharakterisierung

Da die Substrate erst während der Arbeiten an den heteroepitaktischen Schichten von verschiedenen Herstellern entwickelt wurden, ist es wichtig die Qualität der Substrate zu charakterisieren und miteinander sowie mit den heteroepitaktischen Schichten zu vergleichen. Wie bei den heteroepitaktischen Schichten sind Kristallqualität, gekennzeichnet durch die Rockingkurvenhalbwertsbreite, und Morphologie die entscheidenden Größen. Die Substrate von Hersteller A haben eine sehr gute Rockingkurvenhalbwertsbreite von $50 - 300''$ (je nach Orientierung und Einfallsrichtung des Röntgenstrahls) und eine sehr glatte Politur mit einer RMS-Rauigkeit von $0.5 - 1.6\,\mathrm{nm}$ ($10\mathrm{x}10\,\mu\mathrm{m}^2$ AFM). Ihre Größe liegt zwischen $4\mathrm{x}20\,\mathrm{mm}^2$ und $6\mathrm{x}25\,\mathrm{mm}^2$ (Abb. 5.2). Die Rockingkurven (Abb. 5.3) weisen je nach Position mehrere sehr schmale Peaks auf. Daraus lässt sich schließen, dass sich innerhalb der Fläche, die vom Röntgenstrahl beleuchtet wird[1], mehrere gegeneinander um einige Winkelsekunden verkippte Kristalldomänen befinden. Eine Untersuchung mit CL (70 K) zeigt an allen Stellen eines m-plane Substrats bandkantennahe Lumineszenz bei 3.46 eV (356 nm). Defektbänder von BSF (Basalflächenstapelfehler) oder DAP

[1]Diese Fläche hängt vom Einfallswinkel und der Größe des Kollimatorschlitzes ab. Für eine Schlitzgröße von $0.5\mathrm{x}5\,\mathrm{mm}^2$ und den symmetrischen $10\bar{1}0$ Reflex von GaN (16°) hat die beleuchtete Fläche eine Breite von $5.5\,\mathrm{mm}^2$.

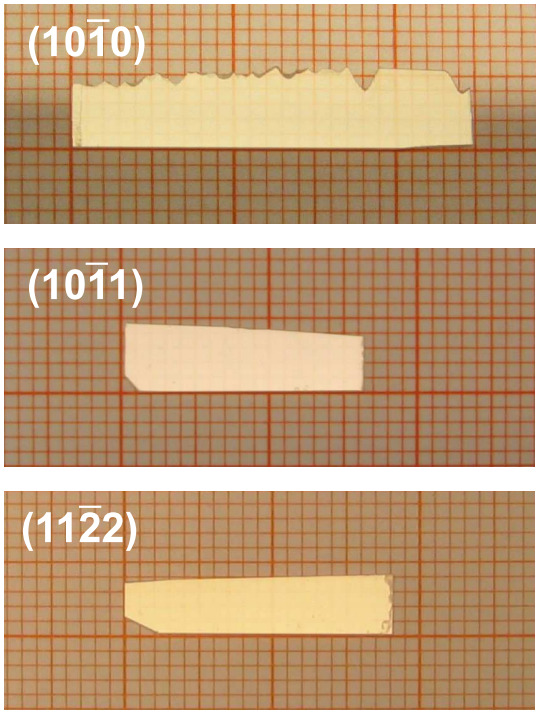


Abbildung 5.2: Fotografie von bulk GaN Substraten unterschiedlicher Orientierung. Die erste Charge $(10\bar{1}0)$ m-plane hatte noch die unbeschnittene +c-Wachstumsoberfläche mit V-Pits an der Oberkante. Spätere Chargen hatten, wie das $(10\bar{1}1)$ und das $(11\bar{2}2)$ Substrat, überall gerade Kanten und eine abgeschnittene Ecke zu Markierung der stickstoffpolaren Seite.

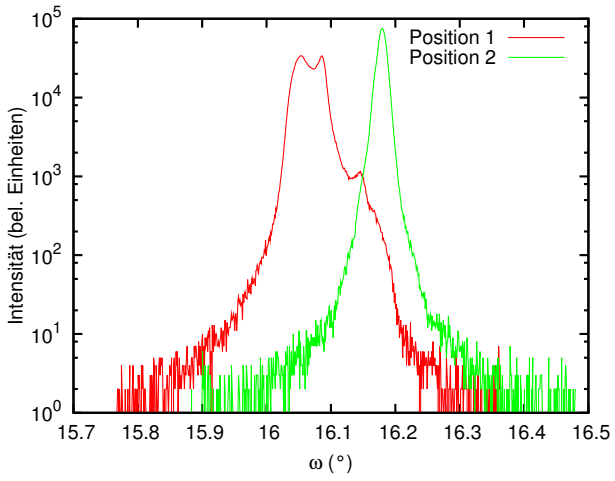


Abbildung 5.3: Rockingkurve des symmetrischen $10\bar{1}0$ Reflexes eines m-plane GaN-Substrates an zwei verschiedenen Positionen.

(Donator-Akzeptor-Paarübergang) wie in heteroepitaktischem nicht- und semipolarem GaN in Kap. 3.1 gibt es nicht. Bilder mit höherer Auflösung zeigen dunkle Punkte mit einer Dichte von $2 \times 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}$, die von durchstoßenden Versetzungen verursacht werden. Das korelliert mit der sehr schmalen Rockingkurvenhalbwertsbreite der Schichten.

Da alle semipolaren Substrate verschiedener Orientierung auch vom Hersteller A stammen, also aus vergleichbaren c-plane Boules geschnitten wurden, ist die Qualität der nicht- und semipolaren Substrate vergleichbar. Der Vergleich mit m-plane Substraten eines zweiten Herstellers ergab, dass dessen Substrate zum Teil breiter sind, aber in c-Richtung die zuletzt gewachsenen $\approx 3\,\mathrm{mm}$ nicht glatt polierbar und teilweise intransparent sind. Wie bei den Substraten des Herstellers A, sind an der ehemaligen c-plane Wachstumsoberfläche V-Pitstrukturen zu sehen. Allerdings bre-

chen die Substrate des Herstellers B sehr leicht parallel und senkrecht zur c-Ebene. Die Substrate des Herstellers A bieten dagegen ein stabiles Substrat mit dem das Wachstum von GaN reproduzierbar untersucht werden kann.

5.3 GaN-Pufferschichten auf m-plane, $(11\bar{2}2)$, $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ GaN Substraten

GaN Schichten wurden mit den Wachstumsparametern gewachsen, die auch für Pufferschichten von c-plane Laserstrukturen auf GaN Substraten in dieser Anlage verwendet wurden (Temperatur 1017°C, Druck 50 mbar, V/III 900 und TMGa Partialdruck 1.2 Pa). Dadurch bilden sich je nach Orientierung verschiedene Oberflächenstrukturen aus, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist. Insbesondere $(10\bar{1}0)$, $(10\bar{1}1)$ zeigen große Höhenunterschiede (0.9 bzw. 2.1 µm). Bei m-plane handelt es sich um viereckige Pyramiden mit einer Höhe von ≈ 1 µm und einer Basisbreite von $200-400$ µm. Die rechteckige Form der Pyramiden spiegelt die Symmetrie der Oberfläche wieder. Die Seitenflächen haben einen Winkel von $0.2° - 0.5°$, wobei die in c-Richtung gekippten Facetten einen größeren Winkel zur mittleren Oberfläche haben.

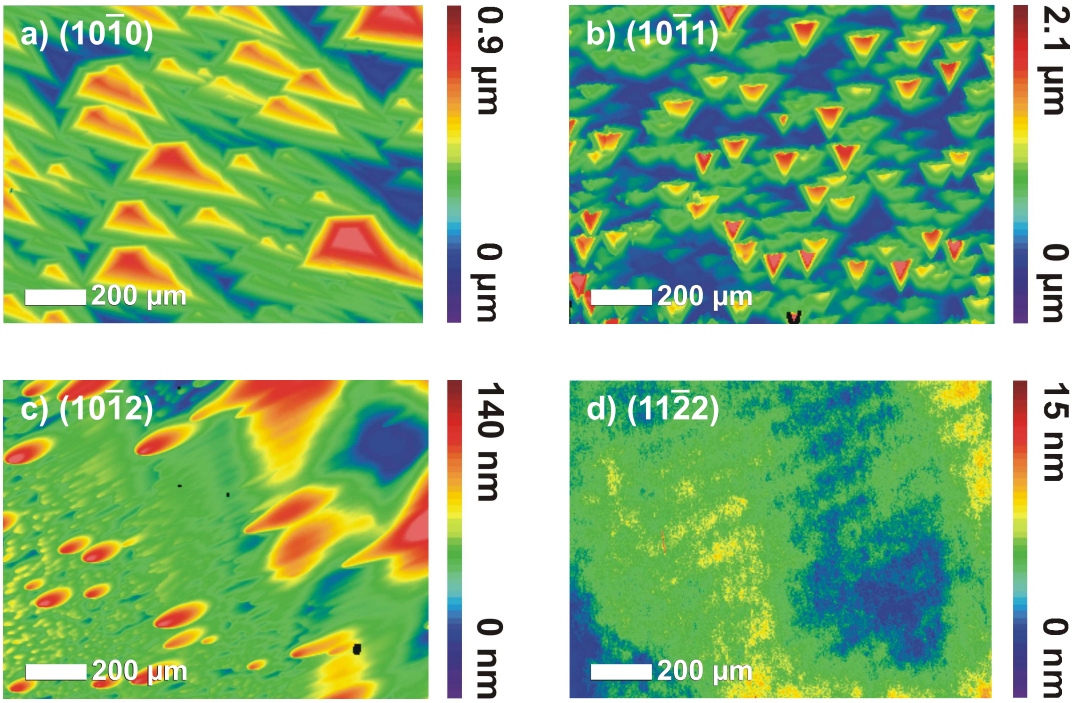


Abbildung 5.4: SWLI Aufnahmen der Oberflächen von GaN Schichten auf a) $(10\bar{1}0)$, b) $(10\bar{1}1)$, c) $(10\bar{1}2)$ und d) $(11\bar{2}2)$ GaN Substraten gewachsen bei 50 mbar und 1017°C.

Die $(10\bar{1}1)$ Oberfläche hat einen größeren Höhenunterschied, ist aber mit kleineren dreieckigen Pyramiden mit einer Kantenlänge von $\approx$ 100 µm übersät. Auch diese Pyramiden zeigen die Anisotropie der Oberfläche, wobei die Spitze in die galliumpolare Richtung zeigt. Eine vergrößerte Aufnahme einer solche Pyramide (Abb. 5.5) zeigt eine sehr gerade, um 0.75° gekippte obere Fläche und um $1 - 2°$ gekippte

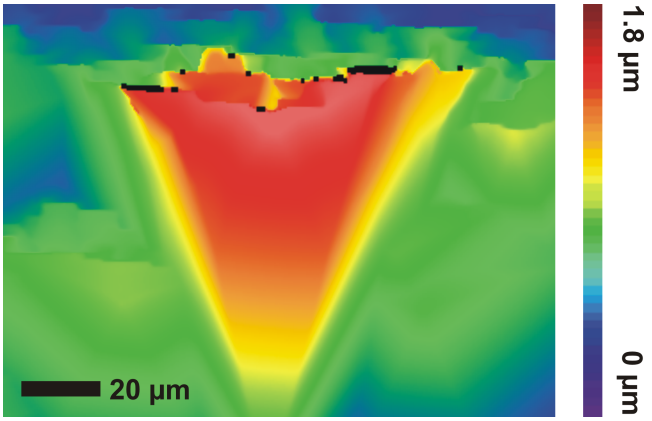


Abbildung 5.5: SWLI Aufnahme einer dreieckigen Pyramide auf $(10\bar{1}1)$ GaN aus Abb. 5.4b.

Seitenflächen. In $[10\bar{1}\bar{2}]$-Richtung fällt die Pyramide mit mehreren Stufen steil ab.

Auf $(10\bar{1}2)$ sind die Höhenunterschiede mit 140 nm deutlich kleiner (Abb. 5.4c). Im Bild gibt es zwei Bereiche unterschiedlicher Morphologie. Auf der rechten Seite gibt es große Hügel (300 µm Durchmesser, 70 nm Höhe) gepaart mit Streifen mit $5-10$ µm Abstand und ≈ 2 nm Höhenunterschied. Auf der linken Seite dominieren kleinere Hügel (40 µm Durchmesser) gepaart mit größeren Hügeln ($100-200$ µm Durchmesser, 140 nm Höhe). Aus dem kontinuierlichen Übergang von der einen zur anderen Morphologie kann man schlussfolgern, dass vor allem der Fehlschnitt der Oberfläche die Morphologien bestimmt (siehe unten).

Die Oberfläche der $(11\bar{2}2)$ Schicht ist dagegen sehr glatt, wie schon am Höhenunterschied von 15 nm deutlich wird (Abb. 5.4d). Der Höhenunterschied, der durch die Krümmung des Substrats verursacht wird, ist deutlich größer und wurde deswegen abgezogen. Die Wellen sind ein Artefakt der Messung und treten nur wegen der glatten Oberfläche auf.

Diese Versuche zeigen, dass die Wachstumsbedingungen für c-plane GaN nur bedingt für nicht- und semipolares GaN verwendet werden können. Insbesondere für m-plane und $(10\bar{1}1)$ müssen Wachstumsbedingungen für eine glattere Morphologie gefunden werden müssen.

Oftmals ist an der Spitze der Pyramide ein dunkler Punkt (siehe Abb. 5.6), d.h. eine Vertiefung zu erkennen. Das lässt einen Zusammenhang mit Versetzungen vermuten. Einen weiteren Hinweis ergibt sich aus dem Vergleich mit m-plane Schichten auf $LiAlO_2$. Die Pyramidendichte auf $LiAlO_2$ ist zwei Größenordnungen größer als auf GaN-Substrat, genauso wie die Versetzungsdichte. Insbesondere gibt es auf $LiAlO_2$ eine Häufung von Pyramiden in der Nähe von Polierriefen, wo sich Versetzungen besonders leicht bilden können. Auch für die Pyramiden auf $(10\bar{1}1)$ gibt es Indizien, dass sie von Versetzungen verursacht werden. Bei Lumineszenzmessungen von MQWs auf diesen Strukturen findet man mit Mikro-PL (Messung L. Schade) in der Mitte der Pyramide einen dunklen Punkt. Schraubenversetzungen als Ursache für die Pyramiden würde deren Wachstumsmechanismus erklären: An einer Schraubenversetzung terminiert eine Oberflächenstufe [35]. Diese Stufe kann daher nicht wie beim Stufenflusswachstum immer in eine Richtung wachsen, sondern wächst spiralförmig um den Versetzungskern. Die Wachstumsrate ist direkt an der Versetzung am höchsten, weil hier der Umlauf um den Versetzungskern am kürzesten ist.

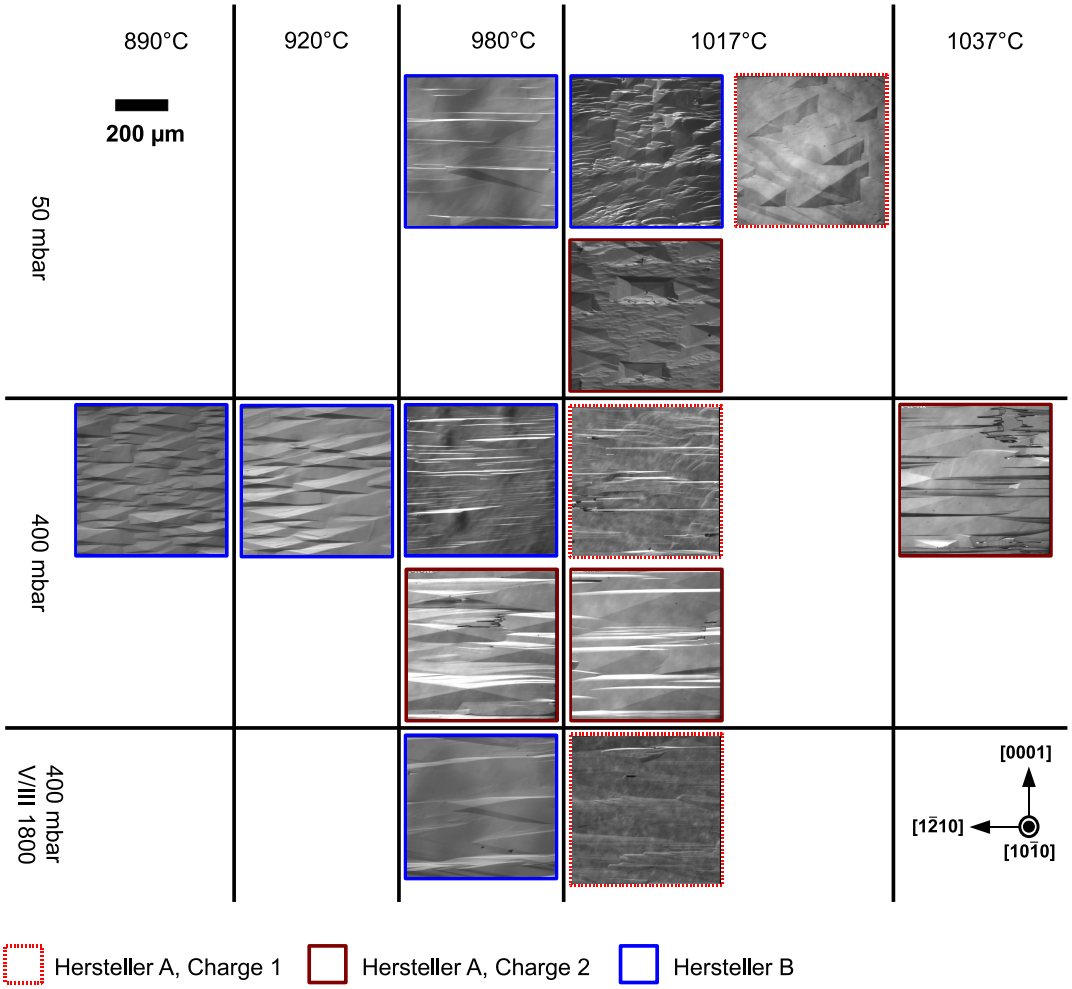


Abbildung 5.6: Lichmikroskopaufnahmen der Oberflächen von m-plane GaN Schichten bei verschiedenen Wachstumsbedingungen und für verschiedene Substratchargen.

Auch wenn Schraubenversetzungen das Pyramidenwachstum auslösen, können sie sich nur bilden, wenn die Diffusionslänge der Adatome groß genug ist um eine solche Materialumverteilung zu gewährleisten. Um die Diffusionslänge zu verkürzen, kann man die Temperatur absenken oder den Druck erhöhen. Außerdem gibt es Berechnungen für c-plane GaN, dass ein größeres NH_3 Angebot die Galliumdiffusion behindert [114].

Die Oberflächen, die sich bei verschiedenen Wachstumsparametern ergeben, sind in Abb. 5.6 dargestellt. Es ist zu sehen, dass weder eine niedrige Temperatur, noch erhöhter Druck oder ein größeres Ammoniakangebot zu glatten Oberflächen führt. Trotzdem gibt es Unterschiede in der Oberflächenmorphologie, die nicht nur von den Wachstumsbedingungen, sondern auch vom Fehlschnitt und von der Oberflächenpräparation abhängen. Wegen des Umfangs der Experimente wurden zwei Substratchargen von Hersteller A und eine Charge von Hersteller B getestet. Der Vergleich dieser Substrate bei 1017°C und 50 mbar zeigt, dass auf allen Substraten der drei Chargen Pyramiden zu finden sind. Auf Charge 1 von Hersteller A sind die Pyramiden groß,

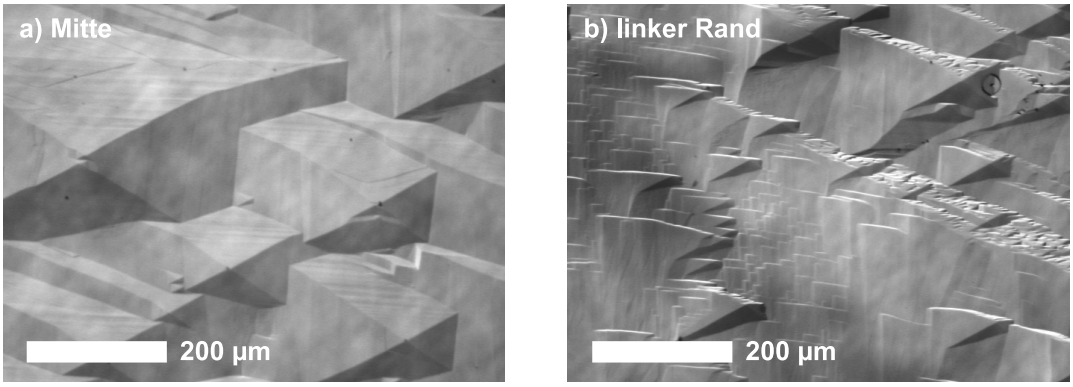


Abbildung 5.7: Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächen einer m-plane GaN Schicht im Zentrum und am Rand eines Wafers.

auf Charge 2 von Hersteller A gibt es große und kleine Pyramiden und auf dem Substrat von Hersteller B gibt es vor allem kleine Pyramiden. Die Oberflächen- und Substratqualität haben also einen Einfluss auf die Pyramidenbildung.
Der Einfluss des Fehlschnitts zeigt sich in Abb. 5.7. Dort ist eine GaN-Schicht auf m-plane Substrat im Zentrum und am Rand zu sehen. Wie durch SWLI-Messungen bestätigt wurde, sind die Substrate am Rand abgerundet, d.h. der Fehlschnitt ist anders als im Zentrum. Der Fehlschnitt bewirkt, dass die Form der Pyramiden asymmetrisch ist und die Pyramidenfläche, in deren Richtung die Substratoberfläche gekippt ist, größer wird. Die unterschiedliche Größe der einzelnen Pyramidenseitenflächen ist bei vielen Schichten zu beobachten.
Eine durch die Wahl der Wachstumsparameter bedingte Reduktion der Pyramiden lässt sich höchstens bei 400 mbar und 1017°C bzw. 980°C (je nach Hersteller) feststellen. Die Oberflächenstrukturen haben bei diesen Bedingungen weniger stark ausgeprägte oder keine Facetten. Dominiert wird die Rauigkeit von großen Stufen, die parallel zur $[1\bar{2}10]$ Richtung laufen. Durch diese würden Laserresonatoren, vor allem parallel $[0001]$, mehr gestört als durch Pyramiden. Da sich aber kein eindeutiger Trend dieser Morphologie zu niedrigeren Wachstumstemperaturen hin zeigt, könnten auch Unterschiede zwischen den Substraten die Ursache für die beobachteten Unterschiede sein. Da sich bei fast allen Wachstumsparametern Pyramiden ausbilden, ist die Diffusionslänge auf der m-plane Oberfläche, unabhängig von den hier betrachteten Wachstumsparametern, groß genug, um Hügel zu bilden. Eine Rekonstruktion der m-plane Oberfläche, bei der die dangling Bonds der Ga-Atome leer und die der N-Atome vollständig gefüllt wären, würde eine schwache Bindung der Adatome und eine niedrige Diffusionsbarriere zur Folge haben, womit die Pyramidenbildung selbst bei niedriger Adatomdiffusion erklärt werden könnte.
In der Literatur wurde gezeigt, dass mit Fehlschnitt die Ausbildung von Pyramiden verhindert werden kann [115]. Um glatte Oberflächen auf m-plane zu erreichen, sind fehlgeschnittene Substrate der beste Weg.
$(10\bar{1}1)$ orientierte Schichten reagieren deutlich stärker auf eine Änderung der Wachstumsparameter als die m-plane Schichten (Abb. 5.8). Ausgehend von 1017°C und 50 mbar bewirkt eine Absenkung der Temperatur eine Verkleinerung der dreieckigen

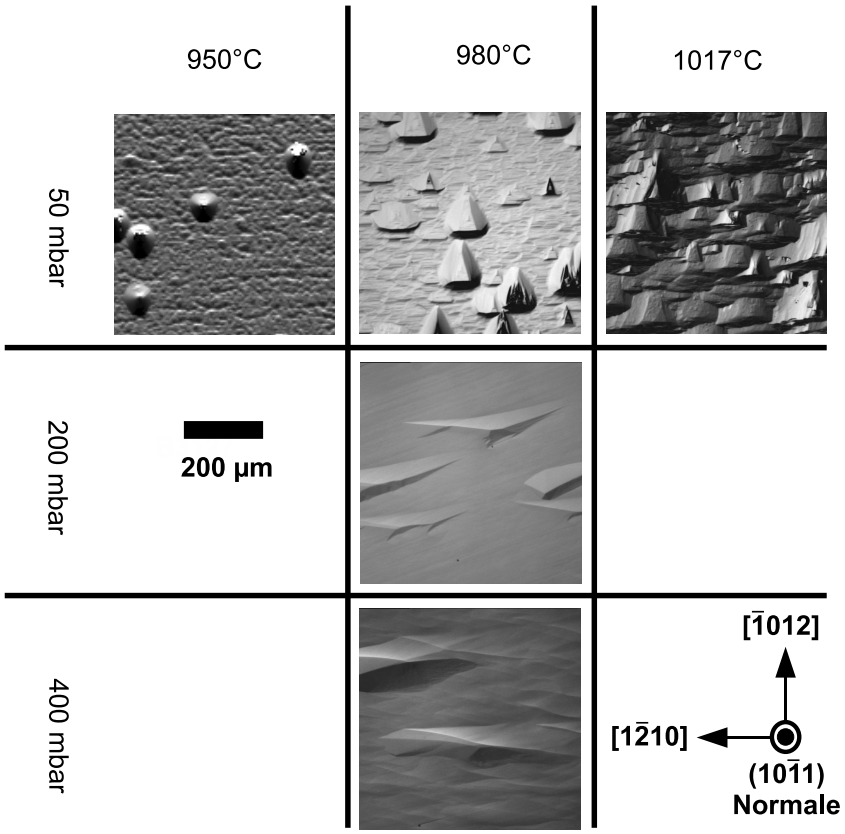


Abbildung 5.8: Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächen von $(10\bar{1}1)$ GaN Schichten bei verschiedenen Wachstumsbedingungen.

Pyramiden und eine Reduktion ihrer Dichte. Bei 980°C gibt es einige größere Pyramiden, bei 950°C bilden sich keine Pyramiden aus, sondern nur Kegel. Trotzdem ist bei dem niedrigen Wachstumsdruck die Oberfläche zwischen den größeren Pyramiden nicht glatt sondern voll kleinerer Strukturen. Das ändert sich bei Erhöhung des Drucks. Bei 200 und 400mbar verringert sich die Dichte der großen Strukturen weiter und die Oberfläche in den ungestörten Bereichen wird glatter.

Wie schon anhand der SWLI-Bilder in Abb. 5.4 zu erkennen war, sind die Probleme auf $(10\bar{1}2)$ nicht so gravierend wie auf m-plane und $(10\bar{1}1)$. Trotzdem wäre es gut, die Rauigkeit unabhängig von der Fehlorientierung weiter zu verringern. Die Lichtmikroskopbilder in Abb. 5.9 zeigen, dass bei 50 mbar die Variation der Temperatur keinen Einfluss hat. Die Ausrichtung der Hügel ändert sich, aber das dürfte wohl auf den Fehlschnitt zurück zu führen sein. Bei der Erhöhung des Drucks werden bei 200 mbar die Hügel nicht kleiner aber flacher. Bei 400 mbar sind sie verschwunden. Dafür sind kleine Löcher mit geringer Dichte auf der Oberfläche zu beobachten. Trotzdem ermöglicht es dieser Parametersatz sehr glatte Schichten herzustellen, deren Rauigkeit mit c-plane und $(11\bar{2}2)$ GaN vergleichbar ist.

Die Schichten auf $(11\bar{2}2)$ GaN sind die einzigen, die bei einer Absenkung der Temperatur oder Erhöhung des Drucks rauer werden (siehe Abb. 5.10). Bei 1017°C und 50 mbar sind die Schichten sehr glatt. Wenn die Temperatur niedriger ist, bilden sich

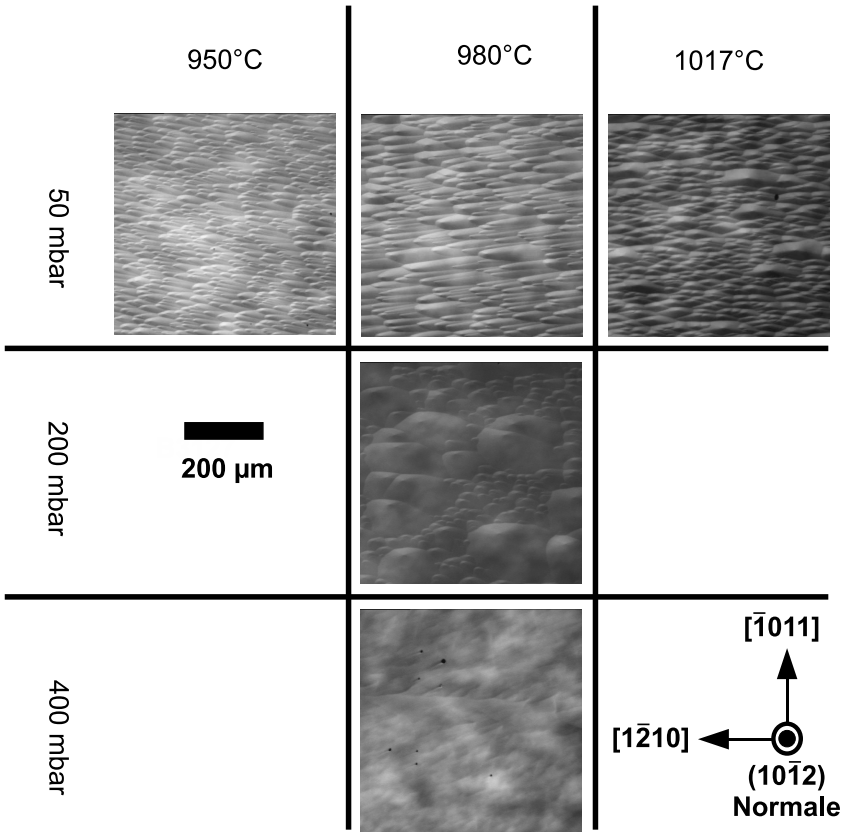


Abbildung 5.9: Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächen von $(10\bar{1}2)$ GaN Schichten bei verschiedenen Wachstumsbedingungen.

erst sehr kleine (980°C), dann größere und vor allem viel höhere Hügel (950°C). Die Bereiche zwischen den Hügeln sind weiterhin sehr glatt. Eine Druckerhöhung führt dagegen zu einer Vergrößerung der Hügeldichte aber nicht zu einer Vergrößerung der Hügel selbst. Bei 980°C und 400 mbar bildet sich eine Struktur, die der $(11\bar{2}2)$ Oberfläche auf m-plane Saphir sehr ähnlich ist (vgl. Kap. 3.2). Eine Verringerung der Diffusion reduziert bei dieser Oberflächenorientierung nicht die Hügelbildung, sondern fördert sie. Das legt die Schlussfolgerung nahe, dass die $(11\bar{2}2)$ Oberfläche analog zur a-plane Oberfläche nur bei ausreichend großer Diffusionslänge stabil ist und ansonsten aufzurauen droht.

Zusammenfassung Die Variation der Wachstumsparameter hat gezeigt, dass die z.T. raue Oberflächenmorphologie, die bei der Verwendung von c-plane Standardparametern auf den nicht- und semipolaren GaN Substraten entsteht, durch ein Absenken der Temperatur und eine Erhöhung des Drucks verbessert werden kann. Es hat sich herausgestellt, dass 980°C und 400 mbar für alle Orientierungen akzeptable Oberflächenmorphologien hervorbringt. Die m-plane Oberfläche ist weitestgehend unempfindlich gegenüber einer Änderung der Wachstumsbedingungen. $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ lassen sich durch das Absenken der Temperatur und die Erhöhung des Drucks glätten, während $(11\bar{2}2)$ bei den selben Parametern leicht aufraut.

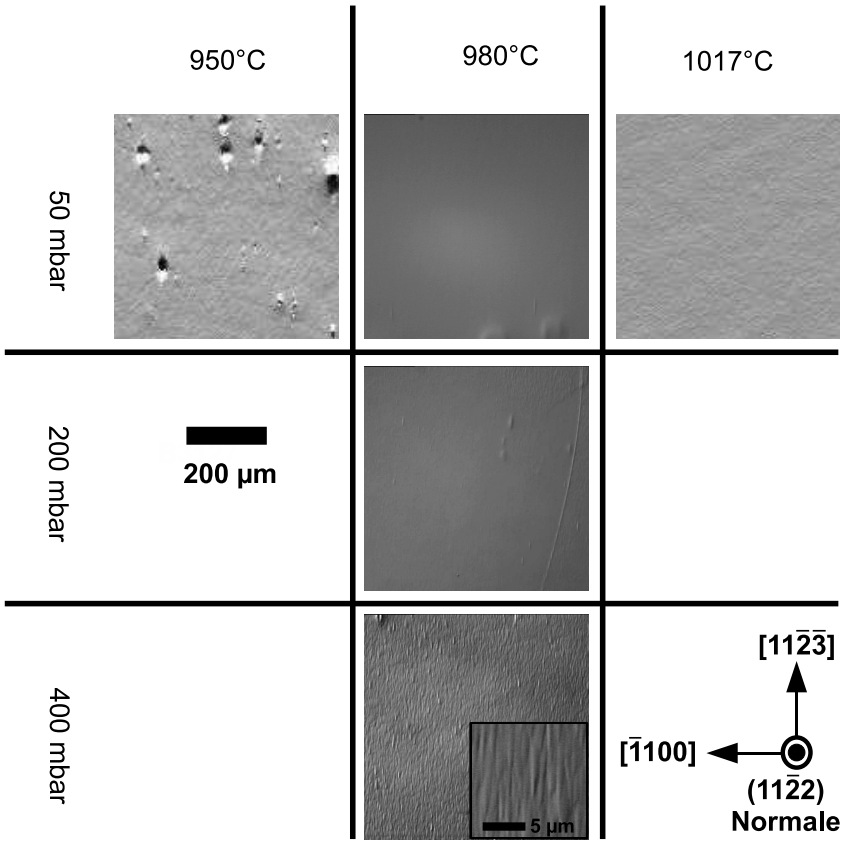


Abbildung 5.10: Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächen von $(11\bar{2}2)$ GaN Schichten bei verschiedenen Wachstumsbedingungen. Bei 980°C und 400 mbar bildet sich eine feine Struktur, die im Inset des entsprechenden Bildes gezeigt ist.

5.4 InGaN Quantentöpfe

Die Quantentöpfe sind in einer Laser- oder LED-Struktur der Ort der Lichtentstehung. Daher hängt die Leistung des Bauelements sehr stark von der Qualität der Quantentöpfe ab. Für LEDs ist dabei die interne Quanteneffizienz der entscheidende Parameter. Bei Laserstrukturen sind auch die Grenzflächenrauigkeit und die Halbwertsbreite der Emission von entscheidender Bedeutung. Eine zu hohe Grenzflächenrauigkeit erhöht die Streuverluste. Fluktuationen der Emissionsenergie führen zu einer größeren Halbwertsbreite, verringern die Zustandsdichte und damit den maximalen Gain in der Laserstruktur.

Die Halbwertsbreite und die Fluktuationen der Wellenlänge werden maßgeblich von der Lokalisation bestimmt. Die Lokalisation von Ladungsträgern wird durch eine laterale Variation der Übergangsenergie der Quantentöpfe in der Quantenfilmebene verursacht. Die Variation der Übergangsenergie kann duch eine Variation der Quantentopfdicke oder des lokalen Indiumgehalts ausgelöst werden. Die Lokalisation der freien Ladungsträgern in Potentialmulden reduziert ihre Beweglichkeit, da die Ladungsträger eine Potentialbarriere überwenden müssen, um sich aus einem Potentialminimum zu bewegen. Eine Steigerung der Quanteneffizienz im Vergleich zu

Quantentöpfen ohne Lokalisation wird durch die geringere Diffusionslänge der Ladungsträger und, je nach Wachstumsprozess, eine Potentialbarriere um durchstoßende Versetzungen herum verursacht [18]. Gleichzeitig steigt die Halbwertsbreite, da alle lokalen minima (Lokalisationsstellen) eine unterschiedliche Übergangsenergie haben.
Für Laser muss also ein Ausgleich zwischen möglichst hoher Quantenausbeute und möglichst geringer Lokalisation gefunden werden.
Für c-plane Quantentöpfe wird bei niederenergetischer (langwelliger) Emission die Lokalisation stärker und die Quanteneffizienz niedriger. Dies liegt vor allem am höheren Indiumgehalt, der für niedrige Emissionsenergien erforderlich ist. Ein hoher Indiumgehalt führt zu einer größeren Gitterfehlanpassung, erfordert niedrigere Wachstumstemperaturen und bewirkt eine stärkere Indiumsegregation, was zu einer stärkeren Lokalisation und einer niedrigeren Quanteneffizienz durch den Einbau von Punktdefekten führt. Da das Wachstum von InGaN desorptionslimitiert ist, ist die Oberflächenstruktur (die stärke der Indiumbindung), die von der Kristallorientierung abhängt, entscheidend für das InGaN-Wachstum.

5.4.1 Emissionswellenlänge und Indiumeinbau

Den In-Einbau in InGaN-Quantentöpfe kann man bei den typischen Wachstumstemperaturen zum einen über das Precursorangebot (Verhältnis von TMIn zu TMGa) als auch über die Temperatur beeinflussen. Dies hängt vor allem mit einer vergleichsweise schwachen Bindung der In-Adatome an die Oberfläche und dem großen Atomradius des In zusammen, die einen Einbau in einen InGaN-Mischkristall erschweren. Das führt dazu, dass InN eine Zersetzungstemperatur von 630°C hat, während die Zersetzungstemperatur von GaN mit 860°C deutlich höher ist [116]. Da bei niedrigeren Temperaturen die Beweglichkeit der Ga-Atome sehr niedrig ist und mehr Verunreinigungen (Kohlenstoff und Wasserstoff) eingebaut werden [116], muss hochwertiges InGaN bei höheren Temperaturen gewachsen werden. Bei diesen bestimmt die Desorption des In den Indiumgehalt. Ein zu hohes In-Angebot verringert die Materialqualität. Daher ist üblicherweise die Temperatur der entscheidende Regelparameter zum Einstellen des Indiumgehalts.
In den folgenden Experimenten wurde die Wachstumstemperatur variiert und die Emissionsenergie mit Photolumineszenz gemessen. Die Probenstrukturen waren PL-Testproben und optisch gepumpte Strukturen, die den Strukturen b)-d) aus Abb. 5.1 entsprechen. Als Substrate wurden m-plane, $(10\bar{1}1)$, $(11\bar{2}2)$, $(10\bar{1}2)$ und, zum Vergleich, c-plane GaN-Substrate verwendet. Es wurden immer 3.5 nm Dreifach-Quantentöpfe verwendet, die in 8 nm dicke InGaN Barrieren eingebettet wurden. Dabei gab es keinen systematischen Unterschied der Emissionswellenlänge zwischen PL-Teststruktur und optisch gepumpter Laserstruktur. Die Dicke des GaN-Caps über den Quantentöpfen betrug immer mehr als 40 nm um Oberflächenfelder, die die Emissionsenergie der Quantentöpfe verschieben könnten, abzuschirmen. Die Barrieren und Quantentöpfe wurden jeweils bei identischer Temperatur (wurde variiert zwischen 670°C und 790°C), mit Stickstoff als Trägergas, einem Druck von 400 mbar und konstanten Partialdrücken von TEGa (0.88 Pa) und NH_3 (130 mbar) gewachsen. Der TMIn Partialdruck betrug 0.11 Pa in der Barriere und 0.68 Pa beim Quan-

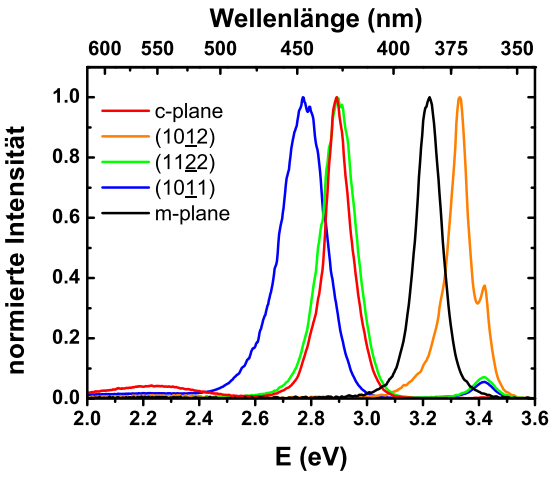


Abbildung 5.11: Raumtemperatur-PL-Spektren von InGaN Quantentöpfen auf nicht und semipolaren Oberflächen, die bei 750° gewachsen wurden. Aufgenommen von C. Netzel und H. Lawrenz.

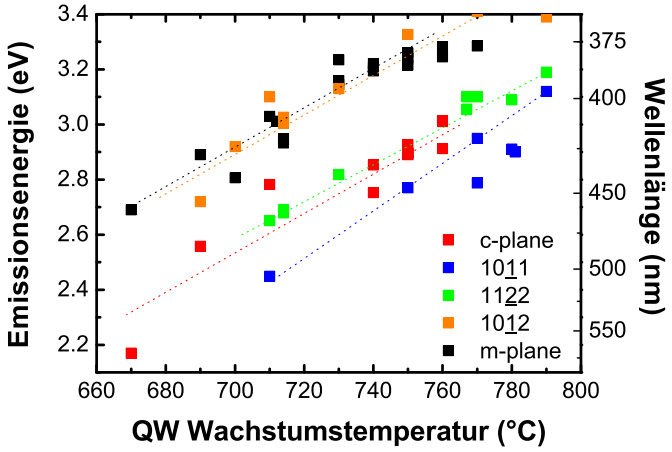


Abbildung 5.12: Emissionsenergie von Quantentöpfe auf verschiedenen Oberflächen in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur. Die gestrichelten Linien dienen der Anschaulichkeit. Aufgenommen von C. Netzel und H. Lawrenz.

tentopfwachstum. Die Analyse der Proben erfolgte mit Raumtemperaturphotolumineszenz mit einer InGaN Laserdiode bei 3.27 eV (resonante Anregung nur in die Quantentöpfe) mit einer Anregungsdichte von 100 W/cm^2 (entspricht einer freien Ladungsträgerdichte von $\approx 10^{17}$cm^{-3}).

Bei 750°C gewachsene Quantentöpfe haben je nach Orientierung sehr unterschiedliche Emissionsenergien. Wie Abb. 5.11 zeigt, ist die Emissionsenergie für $(10\bar{1}1)$ Quantentöpfe am niedrigsten, gefolgt von $(11\bar{2}2)$ und c-plane, beide bei der selben Energie. $(10\bar{1}2)$ und m-plane Quantentöpfe emittieren deutlich höherenergetisch.

Für andere Wachstumstemperaturen gelten die selben Relationen, wie Abb. 5.12 zeigt. Die Emissionsenergie von Quantentöpfen auf m-plane und $(10\bar{1}2)$ sind beide wesentlich höherenergetischer als die Emissionsenergie der Quantentöpfe auf den anderen Orientierungen. $(11\bar{2}2)$ und c-plane haben praktisch identische Emissionsenergien und $(10\bar{1}1)$ hat für alle getesteten Wachstumstemperaturen die niedrigste Energie. In der Grafik gibt es zum Teil eine große Streuung der Emissionsenergien. Die Abweichung beträgt in einzelnen Fällen bei identischer Wachstumstemperatur

bis zu 150 meV. Diese Variation könnte durch eine lokale Verschiebung der Wellenlänge, z.B. an Hügelstrukturen, verursacht werden. PL-Maps auf 2x2.5 μm^2 an einer m-plane Struktur zeigen ein Variation der Emissionsenergie von 35 meV. Vermutlich ist die Ursache, dass die Oberflächentemperatur der kleinen Stückchen nicht vollkommen reproduzierbar eingestellt werden kann. Die Temperatur wird durch viele schwer zu kontrollierende Faktoren beeinflusst, wie z.B. ob ein Partikel unter dem Substrat liegt und den thermischen Kontakt zum Substrathalter verschlechtert. Da die Unterschiede zwischen verschiedenen Orientierungen deutlich größer sind als diese statistischen Schwankungen, sollten sie sich nicht auf die folgenden Betrachtungen auswirken.

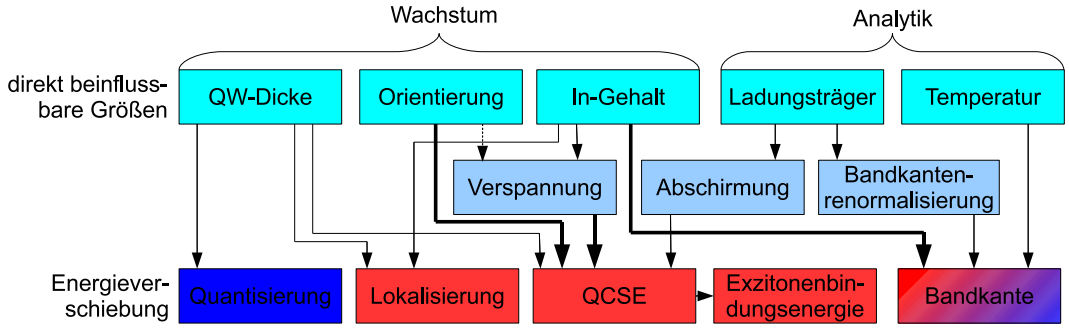


Abbildung 5.13: Schema, wie die Emissionsenergie von verschiedenen Faktoren beeinflusst werden. Gibt es mehrere Faktoren, die unterschiedlich stark eine Größe beeinflussen, ist der stärkere Effekt mit einem dickeren Pfeil dargestellt.

Es gibt eine ganze Reihe von Faktoren, die die Emissionsenergie der Quantentöpfe beeinflussen (siehe Abb. 5.13). Der Indiumgehalt ist die größte Einflussgröße, die auch andere Faktoren bedingt. Unabhängig vom Indiumgehalt führt die Quantisierung wegen der endlichen Quantentopfbreite zu einer Blauverschiebung gegenüber der Bandkantenemission des InGaN. Darüber liegt, bedingt durch die pseudomorphe Verspannung, ein piezoelektrisches Feld, das eine Rotverschiebung bewirkt (siehe Kap. 1.1). Dieses Feld ist für alle Orientierungen unterschiedlich (Siehe Kap. 1.1). Die kompressive Verspannung der Quantentöpfe selbst führt, wie die Temperatur, zu einer Verschiebung der Bandkante. Freie Ladungsträger beeinflussen die Emissionsenergie durch Abschirmung der piezoelektrischen Felder und Bandkantenrenormalisierung. Eine entscheidende Größe ist auch die Lokalisierung. Fluktuationen der Quantentopfdicke und des Indiumgehalts erzeugen Bereiche niedrigerer Bandlücke im Quantenfilm, zu der die freien Ladungsträger diffundieren. Dies führt zu einer Rotverschiebung der Emission im Vergleich zu einem homogenem Quantentopf mit gleicher mittlerer Dicke und In-Gehalt. Nun ist es fraglich, welche Größe bei dieser Probenserie für die Unterschiede der Emissionsenergie zwischen den Orientierungen bestimmend ist. Ladungsträgerdichte und Messtemperatur wurden durch die Messbedingungen kontrolliert und sind für alle Messpunkte identisch. Die Quantentopfdicke könnte von der Wachstumstemperatur und der Orientierung abhängen. Bei c-plane GaN wird die Quantentopfdicke üblicherweise mit HRXRD bestimmt. Aus dem Fit der $\omega/2\theta$-Scans der symmetrischen 0002 und 0006 Reflexe kann man die

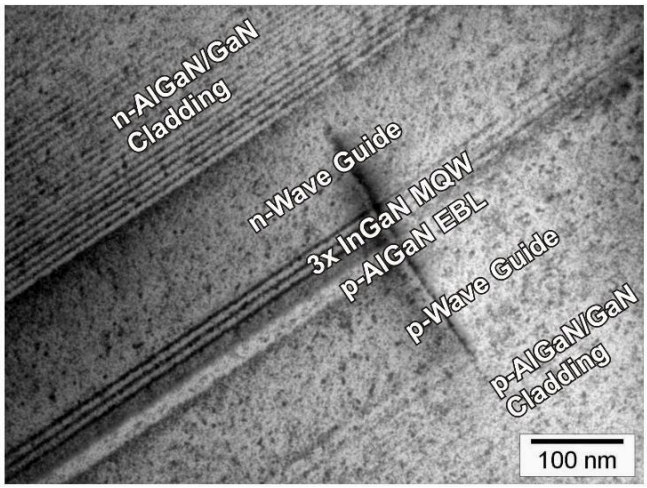


Abbildung 5.14: TEM Hellfeldabbildung nahe der [0001]-Zone einer Laserstruktur auf m-plane GaN Substrat mit MQWs, die bei 770°C gewachsen wurden. Aufgenommen von P. Veit.

Dicke recht genau bestimmen. Diese Methode ist für m-plane und semipolare Quantentöpfe nicht anwendbar, da diese wegen der reduzierten Oberflächensymmetrie anisotrop verspannt sind und in semipolaren Quantentöpfen sogar Scherspannungen auftreten (vgl. [50, 51]). Daher ist die Auswertung der Röntgenbeugungskurven im Rahmen dieser Arbeit zu aufwendig.

TEM-Aufnahmen einer m-plane Struktur mit MQWs, die bei 770° gewachsen wurde, zeigen die aktive Zone (Abb. 5.14). Die Dicken der einzelnen Schichten sind (4 ± 1) nm je Quantentopf, (7 ± 1) nm für die Barriere und (26 ± 1) nm vom untersten zum obersten Quantentopf. Für eine c-plane Struktur, die auch bei 770°C gewachsen wurde, wurden die Dicken mit HRXRD bestimmt. Die Quantentöpfe waren 3.5 nm dick, die Barrieren 7.5 nm und die Dicke vom untersten zum obersten Quantentopf beträgt demnach 25.5 nm. Die Werte stimmen recht gut überein, der Unterschied der Wachstumsrate zwischen c- und m-plane beträgt weniger als 10%. Auf c-plane ist die Wachstumsrate in diesem Temperaturbereich nicht kinetisch limitiert [44], sondern transport limitiert [117]. Da die Wachstumsrate bei gleichen Wachstumsparametern auf m-plane mit der von c-plane GaN identisch ist, kann man ein transportlimitiertes Wachstum schlussfolgern. Dabei hängt die Wachstumsrate vor allem vom TEGa Partialdruck ab. Daher kann man davon ausgehen, dass die Wachstumsrate der GaN-Matrix nicht von der Oberflächenorientierung abhängt. Die tatsächliche Wachstumsrate der InGaN Quantenfilme dürfte sich aus der Wachstumsrate der Matrix erhöht um den Indiumgehalt ergeben.

Nachdem Ladungsträgerdichte, Messtemperatur und Quantentopfdicke als Ursache ausgeschlossen wurden, könnten die Unterschiede der Emissionsenergie noch durch einen unterschiedlich starken QCSE wegen der unterschiedlichen Orientierung und einen unterschiedlichen Indiumeinbau der verschiedenen Orientierungen ausgelöst werden (vgl. Abb. 5.13). Der QCSE führt zu einer starken Rotverschiebung, insbesondere beim Vergleich von polarem und nichtpolarem GaN (siehe Kap. 1.1). Wenn die Polarisationsfelder der dominierende Faktor für die Wellenlängenverschiebung wären, würden die c-plane Quantentöpfe die kleinste Emissionsenergie haben und die anderen Strukturen bei höherer Energie emittieren. Diese Peaks müssten dann relativ nah bei einander liegen. Dies ist nicht der Fall. $(11\bar{2}2)$ und $(10\bar{1}1)$ haben die gleiche oder niedrigere Emissionsenergien wie die c-plane Strukturen.

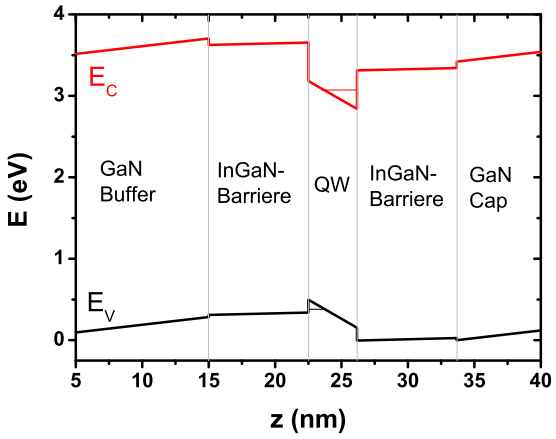


Abbildung 5.15: Beispielhaftes Banddiagramm zur Berechnung des Zusammenhangs von Emissionsergie und In-Gehalt. Hier: c-plane 3.7 nm $In_{0.15}Ga_{0.85}N$ Quantentöpfe, 7.5 nm $In_{0.02}Ga_{0.98}N$ Barrieren.

Auch wenn die Polarisationsfelder nicht der entscheidende Faktor sind, wäre es notwendig, die Verschiebung durch die Polarisationsfelder abzuschätzen. Dazu wird mit einem einfachen Quantentopfmodell aus der Emissionsenergie der Indiumgehalt berechnet. Für das Modell wird ein Quantentopf mit rechteckigem Indiumprofil und für die Materialparameter werden die Werte aus [13] verwendet. Gemäß [12] beträgt das Polarisationsfeld für $(10\bar{1}2)$ 42% und für $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ 14% des c-plane Wertes. Das resultierende Bandprofil ist beispielhaft für einen c-plane MQW in Abb. 5.15 dargestellt. Die Grundzustände der Quantentöpfe, d.h. die Übergangsenergien, werden durch Lösen der Schrödingergleichung für das betrachtete Bandprofil gewonnen. Dieses Modell ist zwar sehr einfach, aber wird dem Ziel gerecht, den Einfluss der Polarisationsfelder abzuschätzen. Einige Effekte sind jetzt natürlich unberücksichtigt geblieben. Die meisten Effekte, wie Verspannung, Feldabschirmung und Lokalisierung, werden mit steigendem Indiumgehalt größer. Der Fehler ist also für niedrige In-Gehalte kleiner. Der kleinste Beitrag ist die Verkleinerung der Bandlücke durch die kompressive Verspannung der pseudomorphen Quantentröge um ≈ 2 meV. Die Exitonenbindung führt zu einer Rotverschiebung um ca. 40 meV, die für dicke c-plane MQWs schwächer ist. Das Abschirmen piezoelektrischer Felder durch die von der PL angeregten Ladungsträger, vor allem auf c-plane, bewirkt eine Blauverschiebung um maximal 150 meV. Der größte Fehler bei der Berechnung ist die Lokalisierung, die eine Rotverschiebung um bis zu 150 meV bewirken kann (in dicken c-plane Wells mit hohem In-Gehalt). Das Auffüllen der Lokalisationsstellen bewirkt wieder eine Blauverschiebung, setzt aber erst bei höheren Anregungsdichten ein [118]. Die Lokalisierung ist für nicht- und semipolare Quantumwells noch nicht untersucht und auch für c-plane stark von den Wachstumsbedingungen abhängig. Dieser Parameter ist also sehr schwer abzuschätzen. Da die Effekte sowohl Rot- als auch Blauverschiebungen auslösen, wäre der maximale Fehler wohl für die bei 2.4 eV emittierenden semipolaren Quantentröge mit ± 150 meV am größten (wegen der geringen Felder ist die Blauverschiebung durch Feldabschirmung sehr klein). Für größere Emissionsenergie (kleineren Indiumgehalt) nimmt der Fehler stark ab. Falls diese Quantentöpfe eine so starke Lokalisierung zeigen, wird durch das Modell der In-Gehalts um etwa 4%

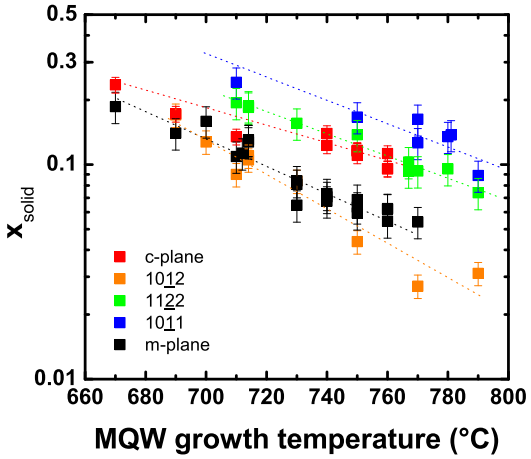


Abbildung 5.16: Berechneter In-Gehalt aus der Emissionsenergie (Abb. 5.12) mit Hilfe eines einfachen Quantentopfmodells.

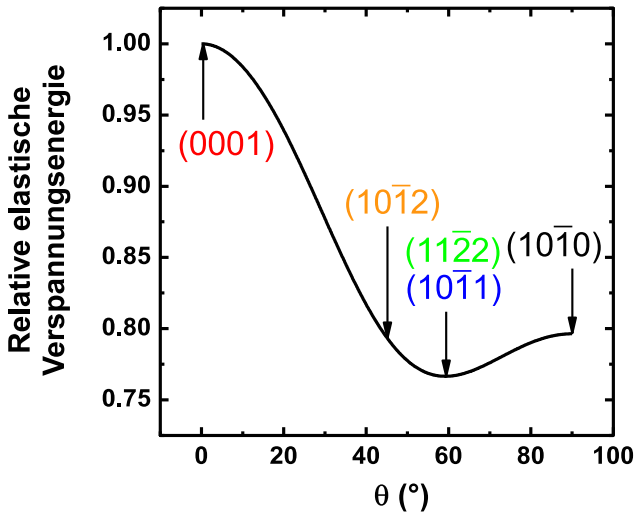


Abbildung 5.17: Berechnete relative Verspannungsenergie einer InGaN Schicht auf GaN Substrat in Abhängigkeit des Winkels der Wachstumsebene zur c-Ebene θ nach den Gleichungen aus [119]. Berechnet von V. Hoffmann.

überschätzt.

Das Ergebnis der Berechnung ist in Abb. 5.16 zu sehen. Es gibt es eine eindeutige Abhängigkeit der In-Konzentration von der Orientierung. Dabei wird deutlich, dass der Effekt der Polarisationsfelder auf c-plane GaN nicht so groß ist, wie die Unterschiede, die durch den In-Einbau hervorgerufen werden. Die schon zuvor bei der Emissionsenergie beobachtete Reihenfolge bleibt bestehen. $(10\bar{1}1)$ zeigt den höchsten In-Einbau. $(11\bar{2}2)$ und c-plane sind sich sehr ähnlich und brauchen eine ca. 20°C niedrigere Wachstumstemperatur um den gleichen In-Gehalt wie $(10\bar{1}1)$ zu erreichen. Den geringsten In-Einbau haben die $(10\bar{1}2)$ und m-plane Schichten, die eine ca. 70°C niedrigere Wachstumstemperatur als $(10\bar{1}1)$ Quantentröge für den selben In-Gehalt benötigen.

Eine mögliche Erklärung für den besseren Indiumeinbau wäre die niedrigere elastische Verspannungenergie von InGaN Schichten auf $(10\bar{1}1)$ Substrat. In Abb. 5.17 ist die relative Verspannungsenergie, die nach den Formeln in [119] berechnet wurde. Die Verspannungsenergie ist nötig um eine InGaN-Schicht pseudomorph zu ver-

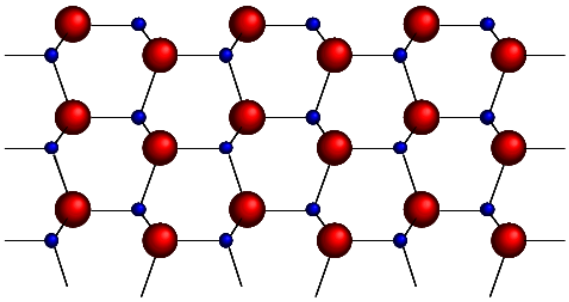


Abbildung 5.18: Skizze der Atomanordnung an der m-plane Oberfläche. Ansicht im Querschnitt entlang der a-Richtung.

spannen. Sie hängt von den (anisotropen) elastischen Konstanten und der Schichtdicke ab. Den Einfluss der Verspannungenergie auf den In-Einbau könnte man sich so vorstellen, dass ein In-Atom in Halbkristalllage schwächer gebunden ist, wenn die Verspannungsenergie, d.h. die Energie, die zur Verformung der Ga-Bindungen aufgewendet werden muss, größer ist. Die Kurve hat ein Minimum bei 60°. Betrachtet man c-plane im Vergleich zu $(10\bar{1}1)$, ist diese Annahme in der Tat erfüllt. Allerdings hat $(11\bar{2}2)$ GaN dieselbe elastische Verspannungsenergie wie $(10\bar{1}1)$ aber den selben In-Einbau wie c-plane GaN. Ganz aus dem Rahmen fallen m-plane und $(10\bar{1}2)$, die zwar nicht im Minimum der relativen elastischen Verspannungenergie liegen, aber im Vergleich zu c-plane trotz der niedrigeren relativen elastischen Verspannungsenergie einen viel niedrigeren In-Einbau zeigen. Die elastische Verspannungenergie ist also nicht der maßgebliche Faktor für den unterschiedlichen Indiumeinbau.
Wahrscheinlicher ist, dass die Oberfläche die entscheidende Rolle spielt. Betrachtet man zum Beispiel die m-plane Oberfläche, so befinden sich dort Dimere aus Gallium und Stickstoff (siehe Abb. 5.18). Vermutlich wird die Oberfläche so rekonstruieren, dass Elektronen vom Gallium zum Stickstoff übertragen werden, so dass die dangling Bonds des Galliums leer und die des Stickstoffs gefüllt sind. Die Dimere könnten auch eine Doppelbindung bilden. In beiden Fällen würde die Bindung von Adatomen schwächer, da keine halb gefüllten dangling Bonds an der Oberfläche zu finden sind. Eine schwächere Bindung an die Oberfläche würde die Desorption erhöhen und damit dein Indiumeinbau verringern. Um die Ursache des unterschiedlichen In-Einbaus und den Einfluss der Wachstumsparameter auf die Materialqualität auf den verschiedenen Orientierungen vollständig aufzuklären, müssen den hier vorgestellten Ergebnissen weitere Experimente und Simulationen folgen.

5.4.2 Ortsaufgelöste Lumineszenz von semi- und nichtpolaren Quantentöpfen

Bei der Mikro-PL wird der Laserstrahl für die Anregung der Probe durch ein Mikroskopobjektiv fokussiert und die Lumineszenz durch dasselbe Objektiv gesammelt und detektiert (vgl. Kap. 2.2). Dadurch ist eine Aufnahme von Spektren mit einer Ortsauflösung von 400 nm möglich. Aus diesen Spektren lassen sich Mappings der Peakposition, Intensität und Halbwertsbreite erstellen, die im folgenden für die verschiedenen Orientierungen diskutiert werden sollen.
Die Mikro-PL-Maps der Quantentöpfe mit einer Emissionsenergie um 3 eV sind in Abb. 5.19 dargestellt. Neben der Lumineszenzverteilung sind auch die Schwankung

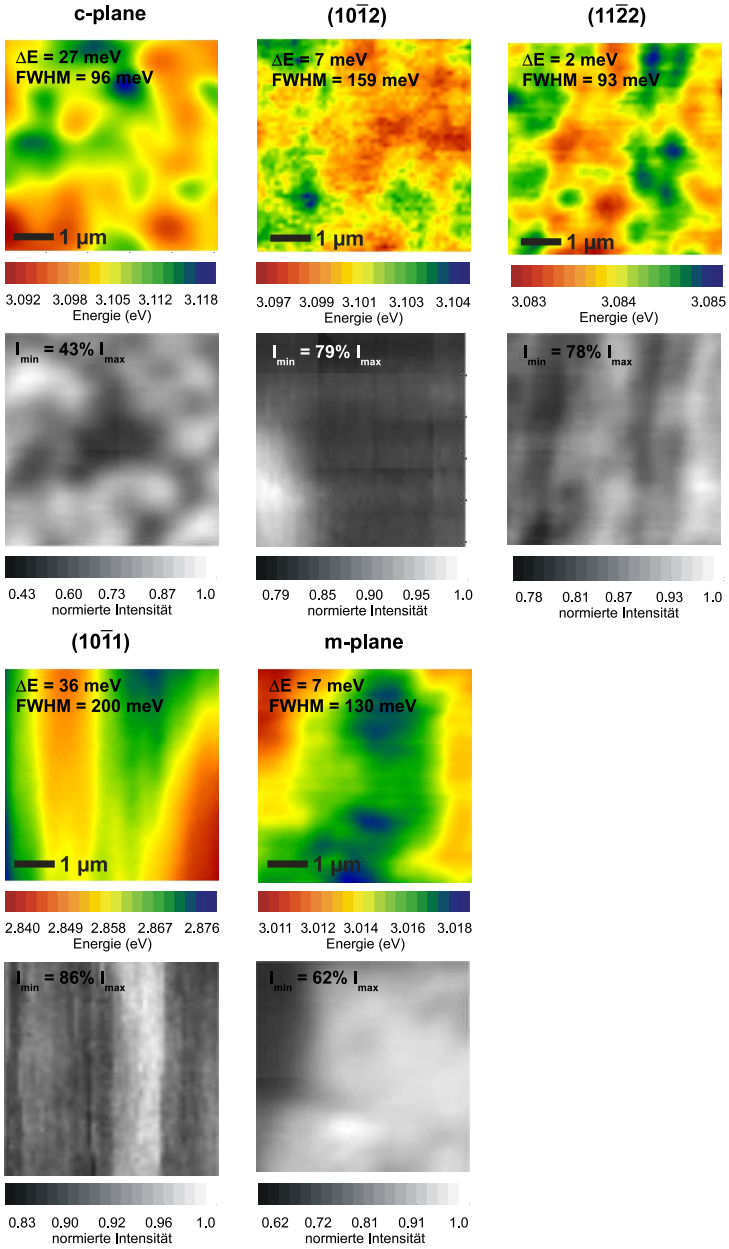


Abbildung 5.19: 5x5µm Mikro-PL-Maps von Proben mit MQWs auf c-plane, $(10\bar{1}2)$, $(11\bar{2}2)$, $(10\bar{1}1)$ und m-plane GaN Substrat mit einer Emissionenergie um 3 eV. Zusätzlich sind Schwankung der Emissionsenergie, Median der mikroskopischen Halbwertsbreite und die minimale normierte Intensität im Bild angegeben. Aufgenommen von L. Schade bei 300 K.

des Emissionsmaximums, die Halbwertsbreite und die minimale normierte Intensität abgebildet. Vergleicht man die Emissionsenergie- und Intensitätsschwankung im Bildausschnitt, dann sind die nicht- und semipolaren Proben deutlich homogener als die c-plane Probe. Nur die $(10\bar{1}1)$ zeigt eine starke Schwankung der Emissionsenergie. Die Emissionsenergieschwankung ist für m-plane und $(10\bar{1}2)$ mit 7 meV im Vergleich mit c-plane (27 meV) schon deutlich reduziert und für $(11\bar{2}2)$ mit 2 meV

noch einmal niedriger. Ähnlich verhält sich die Homogenität der Lumineszenzintensität. Die dunkelsten Stellen der c-plane Probe haben 38% der Maximalintensität im Bildausschnitt, wärend es auf m-plane 62% und auf den semipolaren Proben $> 75\%$ sind. Das Wachstum der nicht- und semipolaren Quantentöpfe ist also homogener.
Die mikroskopischen Halbwertsbreiten der c-plane und $(11\bar{2}2)$ ist mit 95 und 93 meV deutlich niedriger als auf den anderen Orientierungen mit $130 - 200$meV. Diese jeweils lokalen Halbwertsbreiten werden nicht durch die makroskopischen Fluktuationen der Peakenergie beeinflusst. Sie werden bestimmt durch die Fluktuationen auf kleineren Längenskalen. Eine größere Diffusionslänge, wie sie wegen der längeren Lebensdauer für c-plane erwartet werden kann, führt dazu, dass sich Ladungsträger in den Minima eines größeren Bereichs sammeln, als bei den nicht- und semipolaren Quantentöpfen mit sehr kurzen Rekombinationslebensdauern. Dies könnte die schmaleren Halbwertsbreiten von c-plane Quantentöpfen erklären. Darüber hinaus gibt einen Zusammenhang zur Morphologie (vgl. Kap. 5.3). Die $(11\bar{2}2)$ war am glattesten. Daher scheint es möglich, die Halbwertsbreite durch die Optimierung der Wachstumsparameter von Quantentopf und Pufferschicht für alle Orientierungen zu reduzieren.
Wegen der vergleichbaren Messbedingungen kann man auch die absolute Intensität der Proben vergleichen und daraus schlussfolgern, welche Probe die höchste Quanteneffizienz hat. Die Proben auf m-plane und $(11\bar{2}2)$ waren am intensivsten und übertrafen die Intensität der besten c-plane Probe um den Faktor 2. Die Intensität der $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ Quantentöpfe war dagegen mehr als eine Größenordnung schwächer. Dieses Ergebnis stimmt mit den Halbwertsbreitenmessungen überein, die für m-plane, c-plane und $(11\bar{2}2)$ die kleinsten Halbwertsbreiten ergaben.

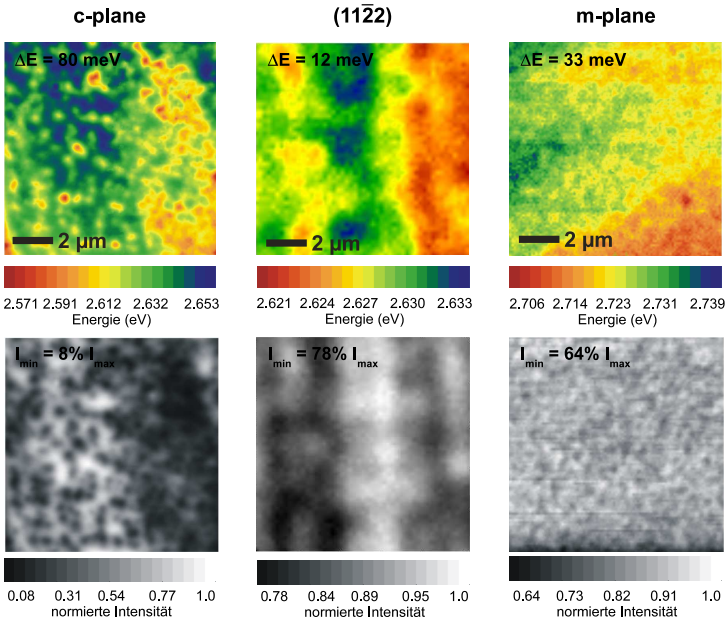


Abbildung 5.20: Photolumineszenzmapping des Emissionsmaximums und der Intensität von c-plane, $(11\bar{2}2)$ und m-plane MQW-Proben die um 2.7 eV emittieren. (300 K). Aufgenommen von L. Schade und H.-J. Möstel.

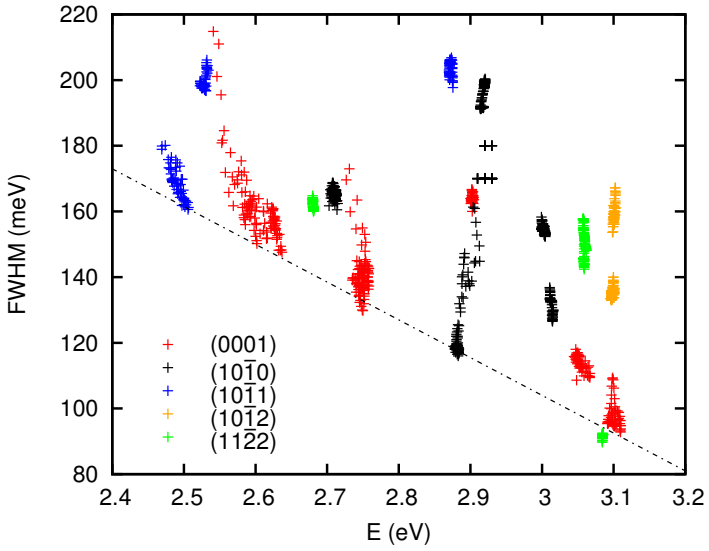


Abbildung 5.21: Abhängigkeit der lokalen Halbwertsbreite von der lokalen Emissionsenergie. Extrahierte Parameter aus den mikro-PL-Messungen an MQWs auf polaren, nichtpolaren und semipolaren GaN Substraten. Messung von L. Schade.

Bei niederenergetischen (langwelligeren) Quantentöpfen (Abb. 5.20) auf c-plane sind die lateralen Fluktuationen der Peakenergie mit 80 meV deutlich stärker als bei den hochenergetischen Quantentöpfen. Es gibt viele rotverschobene Flecken (Dichte ca. $2 \times 10^8\,\mathrm{cm}^{-2}$). Diese korrelieren mit dunklen Flecken im Intensitätsbild mit einem Minimum von 8% der Maximalintensität. Das Phänomen ist bekannt und wird durch Schraubenversetzungen verursacht [120]. An der Schraubenversetzung sind die Wachstumsrate und der Indiumeinbau erhöht, so dass dort der Quantentopf ein Energieminimum hat und durch die Versetzung die nichtstrahlende Rekombination sehr stark ist. Da das Substrat mit einer Versetzungsdichte von $10^7\,\mathrm{cm}^{-2}$ spezifiziert ist (wurde mit CL-Messungen überprüft), müssen sehr viele Versetzungen beim Wachstum der Pufferschicht oder der MQWs dieser Probe entstanden sein. Betrachtet man die MQWs auf m-plane und $(11\bar{2}2)$, so gibt es hier nicht so eine starke Fluktuation der Wellenlänge und der Intensität. Im Bildausschnitt variiert die m-plane Probe nur um 33 meV und die $(11\bar{2}2)$ Probe nur um 12 meV. Die Intensität sinkt auf 64% bzw. 78% in den m-plane bzw. $(11\bar{2}2)$ ab. Da in keiner der Aufnahmen dunkle Punkte, wie auf der c-plane Probe, zu sehen sind, muss die Dichte der optisch aktiven Versetzungen $\leqslant 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}$ sein. Auf nicht- und semipolaren Oberflächen können sich bei einem hohen Indiumgehalt Versetzungen anscheinend nicht so leicht bilden wie auf c-plane. Eine mögliche Ursache ist die niedrigere elastische Verspannungsenergie (siehe oben). Aber auch, wenn sich keine Versetzungen im Bildfeld der mikro-PL befinden, kann auf c-plane die Intensität auf 18% absinken [121]. Das heißt, dass man mit nichtpolaren Nitriden auch dann eine homogenere Emission erreichen kann, wenn man die durchstoßenden Versetzungen in c-plane eliminiert.

Trotz der sehr guten Homogenität zeigen fast alle Quantentöpfe eine vergrößerte Halbwertsbreite im Vergleich zu c-plane Proben. Abb. 5.21 zeigt die Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Emissionswellenlänge. Es ist eine Steigerung der Halbwertsbreite mit sinkender Emissionsenergie zu beobachten. Keine der Proben liegt in diesem Diagramm unterhalb der Linie, die durch die c-plane Proben definiert wird. Der Großteil der nicht- und semipolaren Proben liegt im Diagramm oberhalb dieser Li-

nie. Wie zuvor ausgeführt, kann man eine höhere Halbwertsbreite mit einer kürzeren Rekombinationslebensdauer der nicht- und semipolaren Quantentöpfe erklären. Es gibt aber für alle Orientierungen außer $(10\bar{1}2)$ Beispiele, die auf dieser Linie liegen. Daher ist zu vermuten, dass die Annäherung an diese Linie durch eine Optimierung des Epitaxieprozesses möglich ist. Die Literatur zeigt auch, dass die Halbwertsbreite mit dem In-Gehalt ansteigt, aber insbesondere bei niedrigen Emissionsenergien (längerer Wellenlänge) noch starke Verbesserungen möglich sind. Bei einer Emissionsenergie von 3.05 eV ist die Probe mit der kleinsten Halbwertsbreite von 95 meV auf $(11\bar{2}2)$ recht dicht an c-plane Proben aus der Literatur mit Halbwertsbreiten von 83 meV [122]. Bei niedrigeren Emissionsenergien wurden auf c-plane GaN bei 2.5 eV deutlich niedrigere Werte von 116 meV [122] erreicht als auf $(10\bar{1}1)$ mit 165 meV bei 2.5 eV oder $(11\bar{2}2)$ und m-plane mit 160 meV bei 2.7 eV Emissionsenergie.

Die Quantentöpfe auf nicht- und semipolaren GaN-Substraten zeigen schon in diesem frühen Stadium der Experimente interessante Eigenschaften. Bei den mikro-PL-Messungen kombinieren sie sehr gute Homogenität der Intensität und der Emissionswellenlänge mit einer hohen absoluten Intensität. Die untersuchen Proben haben aber eine größere Halbwertsbreite als c-plane Vergleichsproben. Am vielversprechensten war in den hier durchgeführten Experimenten die $(11\bar{2}2)$ Orientierung. Im Vergleich zu c-plane zeichnete sie sich durch bessere Homogenität und höhere Quanteneffizienz bei vergleichbarem Indiumeinbau und Halbwertsbreite aus. Die Proben auf $(10\bar{1}1)$ hatten zwar einen höheren In-Einbau aber auch größere Halbwertsbreiten schlechtere Homogenität und interne Quanteneffizienz. m-plane und $(10\bar{1}2)$ hatten einen deutlich niedrigeren In-Einbau und waren bei fast allen anderen Parametern unterlegen. Diese Unterschiede der Quantentopfqualität finden sich auch bei der Bestimmung der Schwellen für verstärkte spontane Emission (ASE) wieder (siehe Kap. 5.6.1). Trotz der herausragenden Ergebnisse für $(11\bar{2}2)$ ist es verfrüht diese Orientierung zu favorisieren, da es möglich ist, dass die Probleme der anderen Orientierungen schneller gelöst werden, als auf $(11\bar{2}2)$.

5.5 AlGaN Mantelschichten

Die c-plane Laserdioden des FBH haben ein $Al_{0.12}Ga_{0.88}N$/GaN short period super lattice mit einer Periodizität von 5 nm und einem mittleren Aluminiumgehalt von 6% als Mantelschicht. Im Vergleich zu einer gleich dicken $Al_{0.06}Ga_{0.94}N$-Schicht, haben die Übergitter eine höhere kritische Schichtdicke bis zur Bildung von Rissen und eine größere Leitfähigkeit gezeigt. Daher wurde diese Struktur und die Rezepte für die nicht- und semipolaren Orientierungen übernommen. n-seitige Übergitter wurden bei 1017°C, 50 mbar und und einem V/III von 1400 gewachsen. p-dotierte Übergitter wurden wegen des besseren Mg-Einbaus bei 950°C, 250 mbar und und einem V/III von 1500 gewachsen.

Die Röntgenbeugung eines n-Übergitters auf m-plane GaN (Abb. 5.22) zeigt Satelliten, die eindeutig von einer Überstruktur stammen. Allerdings sind diese sehr breit und es sind nur Satelliten bis zur 1. Ordnung zu sehen. Das bedeutet, dass die Beugung gestört ist. Möglich ist, dass die Pyramiden auf der Oberfläche die Röntgenmessung beeinflussen. Es kann aber auch sein, dass die Grenzflächenrauigkeit

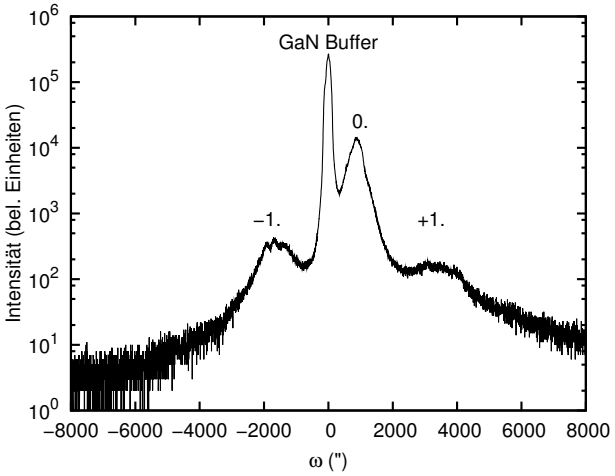


Abbildung 5.22: $\omega/2\theta$-Scan des symmetrischen $30\bar{3}0$ Reflexes eines AlGaN/GaN Übergitters auf m-plane GaN.

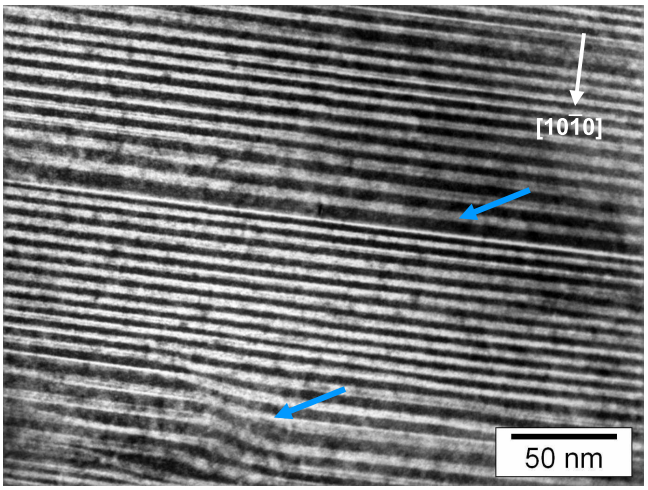


Abbildung 5.23: Querschnitts-TEM Hellfeldbeugungskontrastaufnahmen eines m-plane AlGaN/GaN Übergitters. Der Kontrast ist von der Streuamplitude er Atome abhängig, d.h. helle Schichten sind AlGaN und dunkle Schichten sind GaN. Aufgenommen von P. Veit.

zu groß oder das Übergitter lateral oder vertikal inhomogen ist und deswegen nicht mehr Übergitterreflexe zu beobachten sind. Eine Bestimmung des Aluminiumgehalts und der Periodizität der Übergitter mit HRXRD ist wie für die InGaN MQW-Strukturen nicht möglich (siehe S. 80). Um einen besseren Einblick in die Struktur zu erhalten, wurden Querschnittsabbildungen mit TEM angefertigt (Abb. 5.23).

Die Hellfeldabbildung in Abb. 5.23 zeigt, dass sich die Periodizität des Übergitters ändert. Bei den blauen Pfeilen ist der Effekt besonders deutlich, da sich dort die Periode sprunghaft ändert bzw. die Schichten lateral sehr inhomogen sind. Gleichzeitig mit der Vergrößerung der Periode ist eine Verringerung des Kontrastes zu sehen. Das spricht für eine Reduktion des Aluminiumgehalts. Mit Hilfe der TEM-Ergebnisse ist eine Interpretation des $\omega/2\theta$-Scans möglich. Die Verbreiterung des Peaks 0. Ordnung wird von einer Variation des Aluminiumgehalts verursacht. Die wesentlich stärkere Verbreiterung der Satelliten wird von der Schwankung des Aluminiumgehalts und vor allem von der Schwankung der Periodizität verursacht. Eine tiefenaufgelöste Messung des Aluminiumgehalts wäre sinnvoll, da die vertikale Verteilung des Aluminiumgehalts sehr wichtig für die Führung der optischen Mode ist.

Um tiefenaufgelöst den Aluminiumgehalt zu bestimmen, kann SIMS verwendet werden. Da für Atomkonzentrationen im Prozentbereich die Zählrate für Al-Atome zu

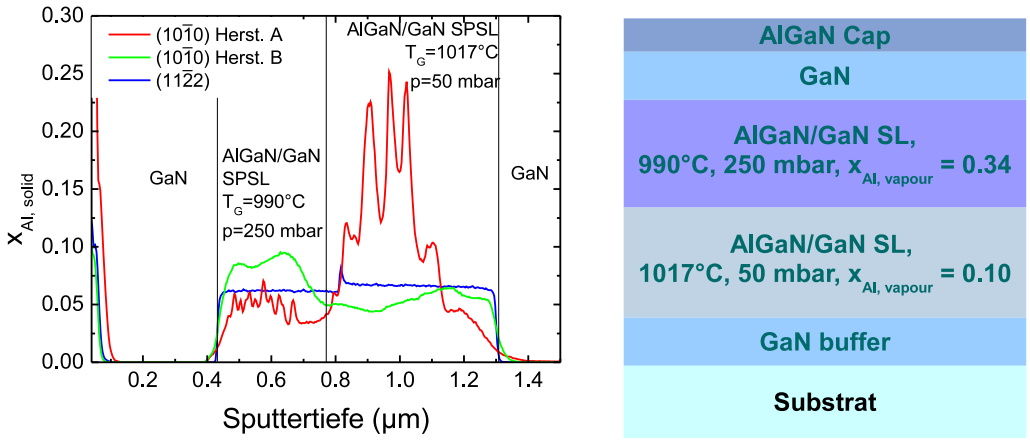


Abbildung 5.24: SIMS-Profile des Aluminiumgehalts von AlGaN/GaN Übergittern auf den verschiedenen Substraten gemäß der Wachstumsbedingungen in der Strukturskizze rechts.

hoch ist, ist es besser Al-Cs-Cluster zu messen. Diese haben wegen der geringen Bildungswahrscheinlichkeit eine deutlich niedrigere Zählrate und ihr Signal ist proportional zum Aluminiumgehalt. Als Eichprobe wurde hier eine dicke $Al_{0.08}Ga_{0.92}N$-Schicht auf c-plane GaN verwendet, deren Aluminiumgehalt mit XRD zuvor bestimmt worden war. Mit dieser Methode kann vergleichsweise einfach der Aluminiumgehalt tiefenaufgelöst unabhängig von der Orientierung und Verspannung bestimmt werden. Natürlich reicht die Tiefenauflösung nicht aus, um die einzelnen GaN und AlGaN Schichten des Übergitters aufzulösen. Die Methode ist trotztdem geeignet, da für das optische Confinement nur der mittlere Aluminiumgehalt relevant ist. Abb. 5.24 zeigt die SIMS-Profile von Proben unterschiedlicher Orientierung, die alle im selben Versuch überwachsen wurden. Die Probenstruktur ist auf der rechten Seite der Abbildung zu sehen. Auf der GaN Pufferschicht wurde zuerst ein Übergitter bei 1017°C und 50 mbar mit einem Al-Anteil in der Gasphase x_v[2] von 10% gewachsen um den Al-Einbau für die n-Seite einer Laserstruktur zu testen. Anschließend wurde ein Übergitter bei 990°C und 250 mbar mit einem x_v von 34% gewachsen um den Al-Einbau für die p-Seite zu testen. Abgeschlossen wurde die Struktur mit einer 400 nm dicken GaN-Schicht und einem AlGaN-Cap. Die Profile des mittleren Aluminiumgehalts für die beiden m-plane Proben sind nicht gerade sondern schwanken stark, während die Profile der semipolaren Schichten gerade sind (hier beispielhaft $(11\bar{2}2)$ gezeigt). Dieses Verhalten wurde bei allen SIMS-Messungen auf m-plane GaN beobachtet. Die Kurve des Hersteller A ist hier ein Extrembeispiel, bei dem der Messwert zwischen 12 und 25% springt. Typisch ist eine Variation des Messwertes des Aluminiumgehalts x_s von $\Delta x = 0.03 - 0.05$. Neben der naheliegenden Interpretation, dass der Aluminiumgehalt entsprechend stark schwankt, kann es auch ein Artefakt der SIMS-Messung sein.
Geht man davon aus, dass die Hügel die Variation von Aluminiumgehalt und Peri-

[2] x_v berechnet sich aus den Molflüssen Q von TMGa und TMAl durch $x_v = \frac{Q_{TMAl}}{Q_{TMGa}+Q_{TMAl}}$

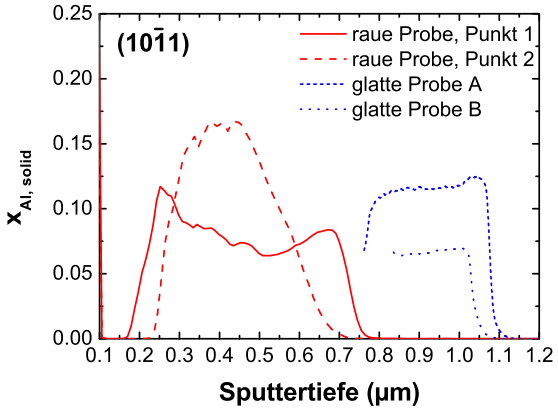


Abbildung 5.25: SIMS-Profile des Aluminiumgehalts von AlGaN/GaN Übergittern auf glatten und rauen $(10\bar{1}1)$ *Templates* bei 1017°C und 50 mbar.

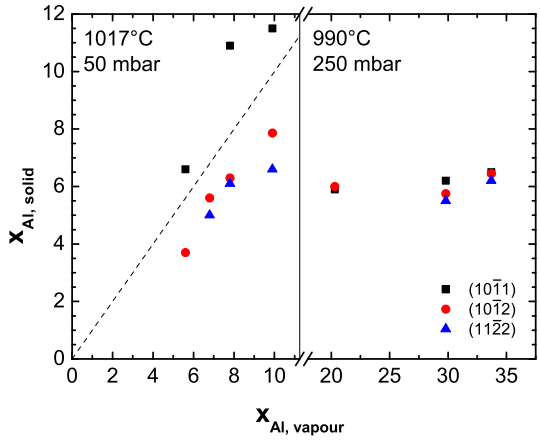


Abbildung 5.26: Aluminiumgehalte aus SIMS-Messungen von glatten AlGaN/GaN Übergittern, die sich bei verschiedenen Wachstumsparametern ergeben.

odizität sowie die SIMS-Messung negativ beeinflussen, so folgt im Umkehrschluss, dass eine glatte Probe ein glattes SIMS-Profil zeigen sollte. Für $(10\bar{1}1)$ ist dieser Vergleich möglich (vgl. Kap. 5.3), wie Abb. 5.25 zeigt. Die Profile von zwei Messpunkten der rauen Probe haben einen verschieden mittleren Aluminiumgehalt und verschiedene Schichtdicken, ähnlich wie bei den rauen m-plane Proben. Die Profile unterscheiden sich auch in der Form grundlegend. Glatte Proben im Vergleich zeigen in den Profilen ein eindeutiges Plateau und der mittlere Aluminiumgehalt variiert systematisch mit den Wachstumsparametern (siehe unten). Das zeigt, dass bei glatten Oberflächen homogene Schichten erreicht werden können. Daraus folgt, dass die Hügel für die Fluktuationen der Wachstumsrate verantwortlich sind. Vermutlich könnten diese Probleme auch auf m-plane gelöst werden, wenn zum Wachstum fehlorientierte Substrate verwendet werden (vgl. Kap. 5.3).

Da sich weder Dicke noch Aluminiumgehalt der AlGaN-Schicht auf m-plane Substraten reproduzierbar einstellen und messen lassen, beschränkt sich der folgende Absatz zum Al-Einbau auf die semipolaren Strukturen.

Aus SIMS-Profilen wie in Abb. 5.24 von Proben mit unterschiedlichem TMAl-Angebot während des Übergitterwachstums wurden der mittlere Aluminiumgehalt bei den

Wachstumsbedingungen der n- und p-Seite bestimmt. Der Al-Einbau in Abhängigkeit der Orientierung und des TMAl-Angebots ist in Abb. 5.26 dargestellt. Allerdings muss man bei der kleinen Anzahl der Proben vorsichtig mit Schlussfolgerungen sein. Der Vergleich mit dem wesentlich größeren Probensatzes für die Bestimmung des In-Einbaus (Kap. 5.4.1) zeigt, dass die Schwankungen in Versuchen mit identischen Wachstumsparametern bei den kleinen Substraten recht groß sein können.
Für die n-Bedingungen (1017°C, 50 mbar, linke Seite in der Grafik 5.26) haben sowohl die Orientierung als auch das TMAl-Angebot starke Auswirkung auf den Al-Einbau. Der Aluminiumgehalt ist für alle Proben mit $(10\bar{1}1)$ Orientierung deutlich höher als bei $(11\bar{2}2)$ und $(10\bar{1}2)$, die einen ähnlichen Aluminiumgehalt haben. Gleichzeitig ist die Wachstumsrate auf $(10\bar{1}1)$ $30-50\%$ kleiner. Außerdem liegt der Aluminiumgehalt im Festkörper x_s höher als in der angebotenen Gasphase x_v (Oberhalb der gestrichelten Linie mit $x_v = x_s$). Daraus kann man schließen, dass Gallium für das Wachstum verloren geht - entweder durch Vorreaktion oder durch Desorption. Da die Vorreaktionen für TMAl wesentlich stärker sind als die von TMGa, und der Galliumverlust nur für $(10\bar{1}1)$ beobachtet wurde, muss es sich um einen Oberflächenprozess, also Desorption, handeln. Die stärkere Desorption für $(10\bar{1}1)$ deutet auf eine schwächere Bindung der Ga-Adatome hin. Bei der Abhängigkeit des Al-Einbaus vom TMAl Gasphasenanteil ist für alle Orientierungen ein tendenziell sublinearer Verlauf zu erkennen. Da der Effekt bei allen Substraten gleichermaßen Auftritt, handelt es sich vermutlich um eine Steigerung der Vorreaktionen durch das gesteigerte TMAl-Angebot, ein beim AlGaN-Wachstum bekanntes Phänomen.
Auch für die Bedingungen der p-Seite (990°C, 250 mbar) wurde der Aluminiumgehalt in Abhängigkeit von den Wachstumsparametern untersucht (rechte Seite in der Grafik 5.26). Der mittlere Aluminiumgehalt ist bei allen Proben 6% und hängt nicht von der Oberflächenorientierung und vom TMAl-Angebot ab. In diesem Regime gibt es wegen des höheren Drucks sehr starke Vorreaktionen, so dass eine Verdopplung von x_v nicht zu einer Erhöhung von x_s führte.
Es wurden AlGaN-Übergitter auf nicht- und semipolarem GaN gewachsen. Wenn die Schichten rau sind, ergeben sich Inhomogenitäten des Aluminiumgehalts und der Periodizität. Auf glatten semipolaren Schichten wurde der Einbau von Al in AlGaN Übergitter untersucht mit den Ergebnis, dass die Desorption von Gallium auf $(10\bar{1}1)$ am stärksten ist.

5.6 Erste Laserstrukturen

Wie die Abbildung der verwendeten Strukturen zeigt (Abb. 5.1 auf S. 68), lassen sich AlGaN-Schichten und Quantentöpfe zu einer optisch gepumpten Laserstruktur verbinden. Durch Anregung der Quantentöpfe mit einem streifenförmig fokussierten Laserstrahl, kann verstärkte spontane Emission beobachtet werden. Das Licht wird im Wellenleiter geführt und kann dann über die Kante detektiert werden. Dies wird im ersten Unterkapitel 5.6.1 behandelt.
Elektrisch pumpbare Dioden erhält man durch n-Dotierung der unteren Mantelschicht und Aufwachsen einer p-dotierten oberen Mantelschicht. Bei der Herstellung solcher Dioden ist aber nicht nur der Wachstumsprozess schwierig, sondern auch

die Prozessierung dieser kleinen Proben. Die Erkenntnisse der ersten Prozessläufe werden in Kap. 5.6.2 dargestellt.

5.6.1 Optisch gepumpte Laserstrukturen

Um verstärkte spontane Emission (ASE) zu beobachten, ist eine Modenführung in einer vertikalen Struktur notwendig (Indexguiding), was bei diesen Proben durch eine separate confinement Heterostrukur realisiert wurde. Die über die Kante detektierte Leistung zeigt unter dieser Voraussetzung ein Schwellenverhalten. Oberhalb der Schwelle ist der Gewinn im Wellenleiter größer als die Verluste. Spontan emittiertes Licht wird dann entlang des Streifens, auf den der Anregungslaser fokussiert ist, verstärkt. Die Schwelle hängt nicht nur von den Eigenschaften der Quantentöpfe, sondern auch von der Wellenleiterstruktur ab. Gewinn und Verluste sind die bestimmenden Größen. Mögliche Verlustmechanismen sind Streuverluste an Unebenheiten der Grenzflächen und Absorptionsverluste. Für den Gewinn sind der Überlapp der transversaloptischen Mode mit den Quantentöpfen (Γ-Faktor) und die Lebensdauer der Elektron-Lochpaare, sowohl die strahlende als auch die nichtstrahlende, entscheidend.
Proben, an denen ASE beobachtet werden kann, sollten auch Laseremission zeigen können. Dazu ist ein Resonator mit Spiegeln erforderlich. Allerdings ist die Herstellung von Spiegeln für semipolare Proben sehr schwierig, da es keine geeigneten niedrig indizierten Spalt- oder Bruchebenen wie bei c-plane GaN gibt. Die Prozessentwicklung zur Spiegelherstellung ist noch nicht abgeschlossen und wird in Kap. 5.6.2 behandelt. Bei den folgenden Experimenten an optischen gepumpten Strukturen wurde nur die ASE gemessen und deren Schwelle und Polarisation bestimmt.

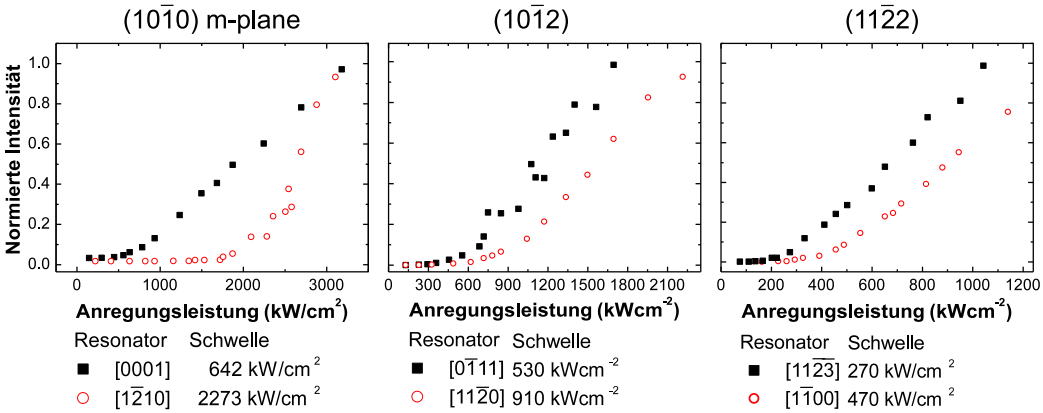


Abbildung 5.27: Bestimmung der Schwellen für ASE an optisch gepumpten Laserstrukturen auf m-plane, (10$\bar{1}$2) und (11$\bar{2}$2). Aufgenommen von J. Rass. Siehe [123].

Der Probensatz bestand aus m-plane, (11$\bar{2}$2) und (10$\bar{1}$2) optisch gepumpten Laserstrukturen deren Niederanregungs-PL Emissionsenergie zwischen 3.0 und 3.1 eV liegen. In Abb. 5.27 ist die über die Kante gemessene Hochanregungs-PL-Lumineszenz-Intensität über die Anregungsleistungsdichte aufgetragen. Alle Kurven zeigen eine Änderung des Anstiegs. Gemäß der Symmetrie der Oberfläche kann man den Anregungslaserstreifen parallel zur c-Achsenprojektion (c'-Richtung) und senkrecht dazu

ausrichten. Allen Proben ist gemein, dass die Schwelle für die Streifenorientierung entlang c bzw. c' niedriger ist, als senkrecht dazu. Gleichzeitig ist auch die gemessene PL-Intensität entlang c bzw. c' höher (in den Grafiken nicht zu sehen, da diese normiert wurden). Auch theoretische Berechnungen ergeben eine niedrigere Schwelle entlang c bzw. c' [31]. Daraus folgt, dass für elektrisch gepumpte Strukturen die Resonatoren entlang c' ausgerichtet sein sollten, was die Entwicklung von Facettenherstellungsprozessen für semipolare Laser notwendig macht. Berichten von Ueda et al. zufolge hängt die Gainanisotropie von der Emissionsenergie ab und dreht sich für grüne Emitter um [32]. Die optimale Ausrichtung von Laserstrukturen in einem neuen Wellenlängenbereich muss daher durch Hochanregungs-PL vor der Prozessierung geprüft werden. Vergleicht man die Schwellen zwischen den Proben, so sind sie auf $(11\bar{2}2)$ nur halb so groß wie auf m-plane, wo sie am höchsten sind. Dies ist konform mit den bisherigen Messungen, bei denen $(11\bar{2}2)$ Proben die glattesten Oberflächen, die geringste Halbwertsbreite und die beste Effizienz (d.h. höchste Intensität) hatten. Im Vergleich zu $(11\bar{2}2)$ hatten die $(10\bar{1}2)$ bei der Niederanregungs-PL eine niedrigere Effizienz und eine größere Halbwertsbreite. Die niedrigere Effizienz bedeutet eine schnelle nichtstrahlende Rekombination, so dass die Transparenzladungsträgerdichte nicht so schnell erreicht werden kann. Die größere Verbreiterung des Emissionsspektrums führt zu einer Verbreiterung des Gainspektrums und einem kleinerem Gainhub, wodurch die Schwelle auch erhöht wird. Die m-plane Proben zeigten eine sehr intensive mikro-PL allerdings mit relativ großer Halbwertsbreite. Außerdem erhöhen die Pyramiden die Streuverluste, so dass auch hier die Schwelle größer ist als bei den $(11\bar{2}2)$-Strukturen.

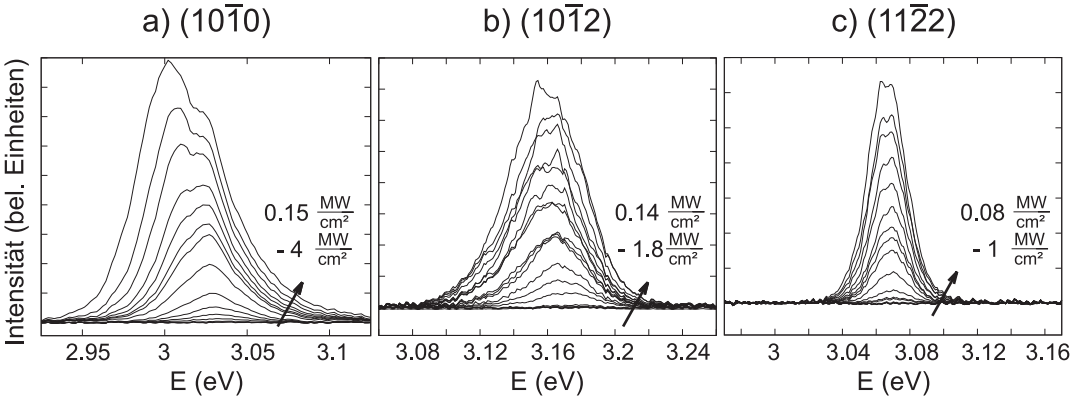


Abbildung 5.28: Spektren der optisch gepumpten Strukturen, aufgenommen bei der Schwellenbestimmung in Abb. 5.27 auf a) m-plane, b) $(10\bar{1}2)$ und c) $(11\bar{2}2)$. Aufgenommen von J. Rass.

Die Spektren, die bei der Bestimmung der ASE-Schwellen für die c bzw. c'-Resonatoren aufgenommen wurden, sind in Abb. 5.28 dargestellt. Die Form der Spektren ist nicht mehr, wie bei der PL, nur von den Quantentopfeigenschaften, d.h. der Verteilung der Lokalisierungsstellen, sondern auch von deren Besetzung und den Wellenleitereigenschaften abhängig. So ist für alle Spektren eine Reduktion der Halbwertsbreite und eine Peakverschiebung bei Hochanregung festzustellen. Bei m-plane und $(11\bar{2}2)$ tritt ein zweiter Emissionspeak mit steigender Anregungsleistung in Erscheinung. Das

führt bei m-plane zu einer Rotverschiebung um 26 meV und bei $(11\bar{2}2)$ um 4 meV. Auch bei der $(10\bar{1}2)$ Ebene gibt es eine Rotverschiebung um 10 meV, obwohl hier nicht eindeutig ein zweiter Peak zu erkennen ist. Bei diesen rotverschobenen Emissionen ist der Gain größer als beim Emissionsmaximum unterhalb der ASE-Schwelle, so dass bei sehr großen Anregungsleistungen der rotverschobene Peak schneller als das Emissionsmaximum der spontanen Emission wächst. Auch die Halbwertsbreite wird durch den zweiten Peak vergrößert. So hat die $(11\bar{2}2)$ Probe knapp über der Schwelle eine Halbwertsbreite von 24 meV die sich bei 1 $MWcm^{-2}$ auf 27 meV vergrößert. Auf $(10\bar{1}0)$ wächst die Halbwertsbreite von 40 auf 57 meV und auf $10\bar{1}2$ von 44 auf 52 meV. Durch die Verstärkung im Wellenleiter sind diese Halbwertsbreiten im Vergleich zu den mikro-PL-Halbwertsbreiten von 93 meV auf $(11\bar{2}2)$, 158 meV auf $(10\bar{1}2)$ und 130 meV auf $(10\bar{1}0)$ um den Faktor 3 geringer.
Die Spektren und die leistungsabhängigen Messungen zeigen eindeutig verstärkte spontane Emission. Neben den Auswirkungen auf Lichtintensität und Spektren sollte die Verstärkung im Wellenleiter auch die Polarisation des Lichts beeinflussen, was im folgenden Abschnitt behandelt wird.

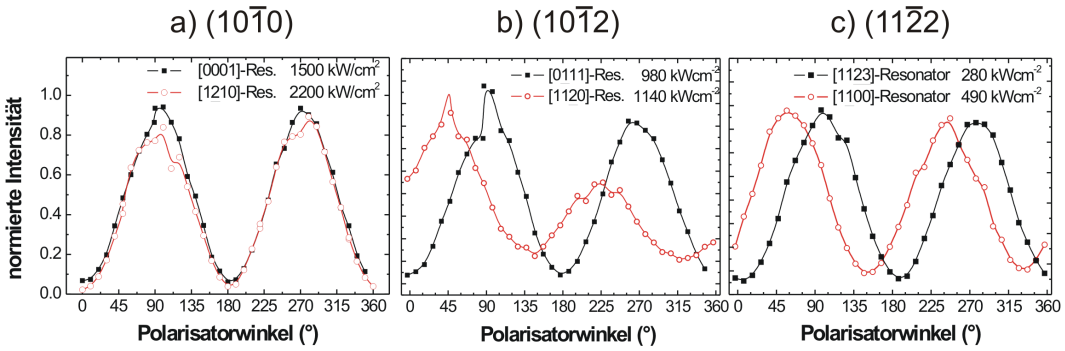


Abbildung 5.29: Messung der Polarisation des E-Feldes für optisch gepumpten Laserstrukturen auf a) m-plane, b) $(11\bar{2}2)$ und c) $(10\bar{1}2)$. Ein Polarisatorwinkel von 0° bedeutet, dass das E-Feld senkrecht zur Wachstumsebene, d.h. TM-Polarisiert ist. TE-Polarisation liegt bei einem Winkel von 90° vor. Aufgenommen von J. Rass. Siehe [123].

Die theoretischen Berechnungen von Scheibenzuber et al. ergeben nicht nur eine höhere Schwelle für eine Anregunslaserstreifenorientierung senkrecht zu c' sondern sagen auch voraus, dass für semipolare Orientierungen mit Resonatoren senkrecht zu c' die Moden nicht mehr TE und TM polarisiert sind. Wegen der Doppelbrechung im GaN ist der Brechungsindex für Licht, das parallel zur optischen Achse, der c-Achse, polarisiert ist, um 2.7% größer als senkrecht dazu [124]. Wie Abb. 5.29 zeigt, ist für die c' Streifenorientierung das Licht immer TE-polarisiert; die Maxima sind immer bei 90° und 180°. Für $[1\bar{2}10]$ Streifen auf m-plane GaN ist das Licht auch TE polarisiert und ist damit parallel zur c-Achse. Für den $[1\bar{1}00]$-Resonator auf $(11\bar{2}2)$ und die $[1\bar{2}10]$-Resonatoren auf $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$ liegt der Polarisationswinkel zwischen 0 und 90° jeweils fast parallel zur c-Achse, wie in Tab. 5.1 zusammengefasst. Wegen des Einflusses der Wellenleiterstruktur ist die Polarisation für einen semipolaren Resonatoren senkrecht zu [0001] aber nicht exakt parallel zur c-Achse, sondern weicht um einige Grad von dieser ab. Der Winkel der c-Achse zu Oberflächennormale, die

Orientierung	Winkel c-Achse	gemessener Winkel	berechneter Winkel
$(10\bar{1}0)$	90°	$90 \pm 2°$	90°
$(11\bar{2}2)$	58°	$61 \pm 2°$	60°
$(10\bar{1}2)$	43°	$45 \pm 3°$	45°

Tabelle 5.1: Winkel der c-Achse zur Oberflächennormale, gemessener Winkel und berechneter Winkel der Polarisation von Scheibenzuber et al. für Anregung senkrecht zu c' und die verschiedenen Oberflächenorientierungen. Winkel gemessen von J. Rass, berechnet von W. Scheibenzuber und J. Kupec. Siehe [123].

gemessenen Winkel und die berechneten Winkel von Scheibenzuber et al. sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Im Rahmen der Messgenauigkeit, wurden die Vorhersagen erfüllt.
Die optisch gepumpten Messungen zeigen verstärkte spontane Emission unter Hochanregung. Die Schwellen korrelieren gut mit den zuvor gemessenen Merkmalen der Oberflächenrauigkeit, Halbwertsbreite und Intensität der Lumineszenz. Die niedrigste Schwelle wurde auf $(11\bar{2}2)$ gemessen. An diesen Strukturen konnten die Berechnungen über den Einfluss der Doppelbrechung auf die Polarisation in semipolaren Wellenleitern von Scheibenzuber et al. bestätigt werden.

5.6.2 Elektrisch gepumpte Dioden

Ausgehend von den optisch gepumpten Strukturen müssen für eine elektrisch gepumpte Laserstruktur die untere Mantelschicht n-dotiert werden und eine obere p-dotierte Mantelschicht hinzugefügt werden. Der Al-Einbau bei unterschiedlichen Wachstumsbedingungen für n- und p-Seite wurde bereits in Kap. 5.5 beschrieben. Die Ergebnisse der Dotierungsexperimente sind im folgenden Absatz dargestellt. Nach dem Wachstum folgt bei der Herstellung eines elektrisch gepumpten Bauelements die Prozessierung. Diese wird in [125] ausführlich beschrieben. Eine kurze Beschreibung des Prozesses und der Ergebnisse erfolgt hier.

Dotierung Für m-plane GaN-Schichten wurde die für c-plane etablierte Si- und Mg-Dotierung getestet. Die Konzentration der Dotieratome und der freien Ladungsträger wurde mit SIMS und ECV bestimmt. Im Fall von Mg, das ein tiefer Akzeptor ist und durch Wasserstoff und Mg-Cluster kompensiert wird, ergeben die Messmethoden SIMS und ECV unterschiedliche Werte. Mit SIMS wird die Konzentration der Dotieratome im Festkörper gemessen. Mit ECV wird die Dichte der ionisierbaren Dotieratome bestimmt. Diese Dichte ist die Differenz aus Dotieratomen und der Kompensation, d.h. der nicht ionisierbaren Dotieratome. Die frei Ladungsträgerdichte ist wegen des großen Abstands des Mg Niveaus von 160 meV von der Valenzbandkante bei Raumtemperatur nur ca. 1% der ionisierbaren Akzeptoren. Halleffektmessungen waren an diesen Proben wegen der leitfähigen m-plane GaN Substrate nicht möglich. Wie SIMS und ECV-Messungen zeigen, ist die Si-Dotierung auf m-plane unproblematisch und der Einbau ist identisch zu c-plane GaN. Dies wird für Si, das bei Wachstumstemperatur einen geringen Dampfdruck aufweist und kaum desorbiert auch so

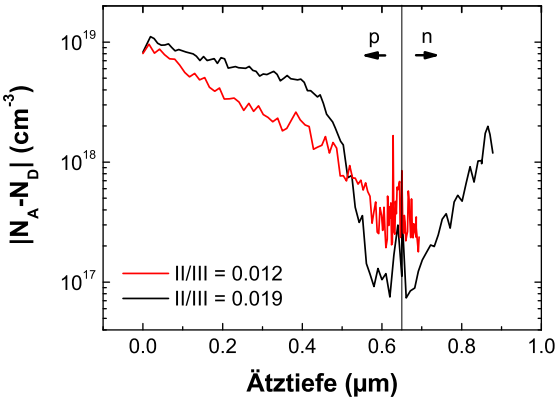


Abbildung 5.30: ECV-Messung an den m-plane GaN:Mg Proben. Messung durch V. Hoffmann.

erwartet.
Der Mg-Einbau und die Kompensation sind dagegen problematischer. Bedingt durch die geringe Verfügbarkeit der Substrate, gab es nur zwei Versuche, bei denen einzelne GaN:Mg-Schichten (950°C, 250 mbar, 16 slm Totalfluss) abgeschieden wurden. Die Proben wurden mit einem im Vergleich zu c-plane erhöhten II/III-Verhältnis 0.012 und 0.019 gewachsen (0.007 auf c-plane). Die Mg-Konzentration war mit $3 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ vergleichbar mit dem Wert der c-plane Probe von $2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$. Das deutet auf einen deutlich niedrigeren Mg-Einbau auf m-plane als auf c-plane.
Das Ergebnis der ECV-Messung ist in Abb. 5.30 zu sehen. Beide Kurven haben ein Maximum von $1 \times 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$ an der Oberfläche, obwohl der Cp_2Mg-Fluss bei Probe I deutlich höher war. Dieser Wert beträgt 1/3 der mit SIMS gemessenen Mg-Konzentration von vergleichbaren Proben, was für eine starke Kompensation spricht. Das Profil der Probe mit einem II/III von 0.012 fällt exponentiell bis zu einem Wert von $3 \times 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$ ab und wechselt bei einer Tiefe von 0.65 µm zu n-dotiertem Material. Die Probe mit einem II/III von 0.019 zeigt einen verzögerten Abfall auf $4 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ bei 0.45 µm und dann einen starken Abfall bis die Probe bei 0.65 µm mehr Donatoren als Akzeptoren enthält. Beide Proben zeigen im Vergleich zu c-plane GaN einen deutlich niedrigeren und verzögerten Mg-Einbau. Mit einem II/III von 0.019 das Profil günstiger als bei einem II/III von 0.012. Die p-Dotierung ist möglich, auch wenn im Vergleich zu c-plane ein deutlich höherer Cp_2Mg-Fluss benötigt wird, um ähnliche Dotierprofile einzustellen.

Beschreibung des Prozesses zu Herstellung von TLM- LED- und Laserstrukturen Durch laterale Strukturierung der Epitaxiestruktur mit Photolithographie, Ätzprozessen und Metallisierungen, werden Bauelementstrukturen definiert. Im Layout gibt es sowohl TLM (Transmission Line Model) und LED-Strukturen, als auch Breitstreifenlaser parallel und senkrecht zu c-Achse [125]. Es wurden nur m-plane Strukturen prozessiert, da der Prozess zur Facettenherstellung für die semipolaren Proben erst noch entwickelt werden muss. Der Prozess besteht aus vier Ebenen: Der p-Metallisierung, der Verstärkungsmetallisierung des p-Kontaktes, dem Tiefätzen zur n-Seite und der n-Metallisierung. Um die kleinen Proben besser bei der Lithographie und der Metallisierung handhaben zu können, werden sie mit BCB auf einen 2“

Si-Träger aufgeklebt. Für die Hochtemperaturschritte in der RTA werden sie wieder abgelöst.
Zu Beginn des Prozesses wird die p-Dotierung aktiviert (RTA, 10 min, 850°C) und anschließend eine nasschemische Oxidätzung durchgeführt. Danach wir die dünne p-Kontaktmetallisierung ($20 - 40$ nm) aufgedampft und in der RTA formiert. Als Kontaktmetall wurde Ni/Au verwendet. TLM-Messungen und EL-Messungen zeigten, dass diese Kontakte sehr inhomogen sind und in Zukunft besser Pd/Au Kontakte verwendet werden sollten. Bei der Verstärkungsmetallisierung wird galvanisch eine dicke Goldschicht aufgebracht, da die dünne p-Metallisierungschicht nur eine geringe laterale Leitfähigkeit hat und leicht durch die Messspitzen beschädigt werden kann. Das Ätzen zur n-Schicht erfolgt mit einem Cl-basiertem ICP-Ätzprozess (inductively coupled plasma) unter Verwendung einer SiN Hartmaske. Für den n-Kontakt wird Ti/Al/Mo/Au verwendet. Auf die Formierung des n-Kontaktes wurde verzichtet um eine Degradation des p-Kontaktes zu vermeiden. Auf c-plane GaN zeigten unformierte n-Kontakte wesentlich kleinere Kontaktwiderstände als die formierten p-Kontakte.

Facettenherstellung Die Facetten für c-plane Laserdioden werden im FBH durch Laserritzen von der Rückseite hergestellt [126]. Dieser Prozess wurde auch auf m-plane und semipolares GaN angewendet [127]. Beim Spalten entlang niedrig indizierter Ebenen, d.h. der c- a- oder m-Ebene, entstehen glatte Facetten. Damit lassen sich Laserresonatoren auf m-plane parallel zu c- und zur a-Richtung herstellen. Auf semipolaren Proben kann man damit Resonatoren senkrecht zu c-Richtung herstellen, d.h. $\parallel [1\bar{1}00]$ auf $(11\bar{2}2)$, $\parallel [1\bar{2}10]$ auf $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}\bar{2})$. Für die semipolaren Resonatoren entlang der Projektion der c-Achse auf die Oberfläche (c'-Richtung), müssen höher indizierte Flächen gespalten werden. Die Flächen senkrecht zur c'-Richtung auf semipolarem GaN, d.h. $\perp [11\bar{2}\bar{3}]$ auf $(11\bar{2}2)$, $\perp [\bar{1}012]$ auf $(10\bar{1}1)$ und $\perp [\bar{1}011]$ auf $(10\bar{1}1)$, ergeben keine glatten Facetten. Sie brechen entweder schief oder abwechselnd auf unterschiedlichen niedrig indizierten Facetten, vermutlich der m- und c-Facette, die auch zum Resonator geneigt sind. Auf diese Weise lässt sich kein Resonator entlang der c'-Richtung herstellen. Daher wurde ein Plasmaätzprozess entwickelt [127]. Auf c-plane GaN wurden durch geeignete Parameter senkrechte Facetten erzeugt. Mit optischen Messungen an c-plane Proben (J. Rass) wurde gezeigt, dass die Resonatoren mit geätzten Facetten die selbe Laserschwelle haben wie die mit gespaltenen Facetten. Auch für das semipolare GaN wurde mit $(11\bar{2}2)$ *Templates* auf m-plane Saphir ein Plasmaätzprozess entwickelt. Im Vergleich zum c-plane GaN müssen aber grundverschiedene Parameter verwendet werden, um steile Facetten zu erhalten. Bei c-plane Ätzbedingungen ist die c'-Facette der $(11\bar{2}2)$ Proben gekrümmt. Das spricht für einen Ätzprozess mit großen isotropen Anteilen. Daher wurde der Druck verringert und die RF-Leistung erhöht, um den physikalischen Anteil des Ätzprozesses zu verstärken. Das Resultat waren gerade Facetten für beide Resonatororientierungen mit einem Winkel von 83°. Dieser Facettenwinkel könnte ausreichen um einen Laserresonator herzustellen aber liegt nicht bei den idealen 90°. Daher wird die Prozessentwicklung zur Herstellung von semipolaren Facetten fortgesetzt.

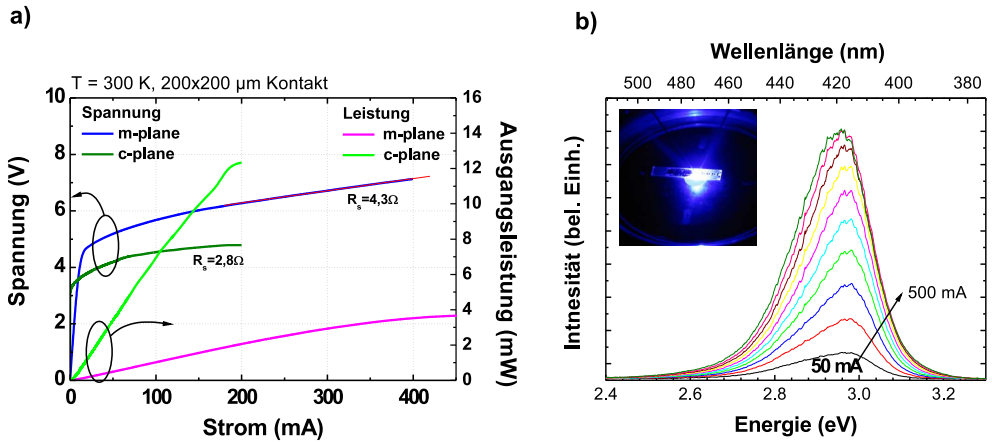


Abbildung 5.31: a) LI- und UI-Kennlinie einer m-plane LED im Vergleich mit einer c-plane LED on Wafer, cw, bei Raumtemperatur ohne Wärmesenke. Die Epitaxiestruktur ist bei beiden Proben eine Laserstruktur. b) Spektren der m-plane LED aus a). Inset: Foto einer LED während der Messung. Aufgenommen von L. Redaelli [125]

Elektrolumineszenzmessungen an m-plane LEDs Die LED-Strukturen wurden on Wafer auf einem Saphirträger gemessen (siehe Foto im Inset von Abb. 5.31b). Die Kennlinien in Abb. 5.31a zeigen für eine LED normale Kennlinien. Die UI-Kennlinie hat eine Flussspannung von 4.5 V. Die LI-Kennlinie ist im unteren Bereich linear und zeigt bei 400 mA thermisches Überrollen. Der Vergleich der Kennlinien mit LEDs auf einer c-plane Laserstruktur zeigt eine erhöhte Flussspannung der m-plane LED und einen höheren Serienwiderstand von 4.3 statt 2.8 Ω. Die LI-Kennlinie der m-plane-LED ist deutlich flacher. Die externe Quanteneffizienz ist um den Faktor 7 niedriger. Vergleicht man die LEDs auf m- und c-plane bei 30 mA, so werden auf c-plane 1.9 mW bei 3.9 V erreicht, während bei der besten m-plane LED 0.27 mW bei 4.9 V gemessen werden. Die m-plane LED leidet unter zwei Problemen: Dem Widerstand und der niedrigen Effizienz. Der Widerstand setzt sich aus Kontakt und Schichtwiderstand zusammen, wobei für GaN Bauelemente die Widerstände auf der p-Seite das größere Problem darstellen. Wie TLM-Messungen gezeigt haben ist der Kontaktwiderstand zu hoch und inhomogen über die Probe verteilt. Aber auch eine hohe Dotierung im Volumenmaterial zu erreichen ist problematisch, wie die CV-Messungen an m-plane GaN auf S. 95 zeigen. Ein stark verzögerter Mg-Einbau, wie er mit CV gemessen wurde bewirkt außerdem eine ungenügende Dotierung des EBL, so dass dieser auch die Löcher blockiert und den Widerstand erhöht. Die niedrige externe Quanteneffizienz könnte durch eine niedrige Injektions- und interne Quanteneffizienz verursacht werden. Da die c- und m-plane LEDs on Wafer gemessen wurden, sollte die Extraktionseffizienz ähnlich sein. Eine niedrige Injektionseffizenz könnte vorliegen, wenn der EBL nicht wirkt, weil er nicht richtig dotiert ist, oder wenn die p-Seite so niedrig dotiert ist, dass die n-Hintergrunddotierung bereits zu einer nichtstrahlenden Rekombination im p-Gebiet führt. Hier würde eine Optimierung des EBL bzw. der p-Seite das Problem lösen. Die interne Quanteneffizienz hängt vor allem von

der nichtstrahlenden Rekombination in den Quantentöpfen ab. Für c-plane Quantentöpfe wurde mit Tieftemperatur-PL-Messungen eine IQE von 10% gemessen. Bei m-plane Quantentöpfen wurden vergleichbare oder höhere Werte gemessen. Um die interne Quanteneffizienz zu verbessern, müssen die Wachstumsparameter der Quantentöpfe optimiert werden. Da die Dichte der durchstoßenden Versetzungen auf den GaN-Substraten sehr niedrig ist, müssen vor allem Punktdefekte reduziert werden.
Bei der Prozessierung ist vor allem die geringe Substratgröße problematisch. Das Aufkleben und Ablösen der Proben, um den Prozess mit der hier verwendeten Prozesslinie kompatibel zu machen, könnten die Kontaktwiderstände verschlechtern. Aber auch das Handling und die Randeffekte beim Prozessieren verursachen im Vergleich zu den für c-plane verwendeten 2“ Vierteln größere Probleme.
In den bisherigen Prozessen wurde zwar noch kein Lasing erreicht, aber funktionierende LEDs mit Leistungen von mehr als einem Milliwatt hergestellt und viel Erfahrung bei der Prozessierung gesammelt. In den folgenden Prozessen muss durch die Prozessierung von c-plane Vergleichsstücke herausgefunden werden, inwieweit die Änderungen des Prozesses für kleinen Stücke im Vergleich zum c-plane Prozess die Kontakte beeinträchtigen. Außerdem muss die Kontakthomogenität durch die Verwendung von Pd/Au-Kontakte anstelle von Ni/Au Kontakten verbessert werden. Eine Optimierung der Kontaktwiderstände muss dann in späteren Prozessen erfolgen.

5.7 Zusammenfassung Homoepitaxie

Wie das vorliegende Kapitel gezeigt hat, ist die Defektdichte auf homoepitaktischen GaN-Substraten so niedrig, dass sie sich für die Herstellung von Bauelementen eignen. Da sie aus c-plane Boules mit einer Dicke $\leqslant 10\,\mathrm{mm}$ geschnitten werden, sind sie in jeder beliebigen Orientierung verfügbar, aber sind auch sehr beschränkt in der Größe. GaN Schichten auf Substraten verschiedener Orientierung können Hügel bilden. Diese Hügel werden durch Spiralwachstum um Schraubenversetzungen ausgelöst. Wenn man die Diffusionslänge reduziert, in dem man die Temperatur absenkt und den Druck erhöht, kann man die Größe und Dichte der Hügel auf semipolarem GaN stark verringern. Auf m-plane reagiert die Oberflächenstruktur nicht auf eine Änderung der Wachstumsparameter. Dort sind Qualität des Substrats, der Politur und der Fehlschnitt entscheidend. Die $(11\bar{2}2)$ Oberfläche verhält sich dabei entgegengesetzt zu den Ebenen aus der $[1\bar{2}10]$-Zone ($(10\bar{1}0)$, $(10\bar{1}1)$ und $(10\bar{1}2)$). Sie ist bei großer Diffusionslänge glatt und raut mit sinkender Temperatur und steigendem Druck auf. Quantentöpfe auf den GaN Substraten haben je nach Orientierung unterschiedliche Emissionsenergie. Das kann nur durch einen unterschiedlichen Indiumeinbau erklärt werden. Die $(10\bar{1}1)$ hat den höchsten Indiumeinbau gefolgt von $(11\bar{2}2)$ und c-plane. m-plane und $(10\bar{1}2)$ bauen deutlich weniger Indium ein. Ortsaufgelöste Messungen der Lumineszenz haben eine wesentlich homogenere Verteilung des Emissionsmaximums und der Intensität für nicht- und semipolare Quantenfilme gezeigt. Die Inhomogenität der Emission nimmt mit steigendem Indiumgehalt zu, aber ist für die nicht- und semipolaren Quantenfilme nicht so stark wie für c-plane. Nur die Halbwertsbreite der nicht- und semipolaren Quantenfilme ist größer als die der c-plane Proben. Das kann man zum Teil durch eine kürzere Ladungs-

trägerdiffusionslänge zum anderen durch größere Fluktuationen auf Längenskalen $\leqslant$ 400 nm erklären. Das Wachstum von AlGaN Mantelschichten ist möglich. Dabei zeigen Proben mit Hügeln starke Fluktuationen der Periodizität und des Aluminumeinbaus, was bei glatten Proben nicht zu beobachten ist. An optisch gepumpten Strukturen wurde verstärkte spontane Emission (ASE) beobachtet. Die Schwelle für die ASE hängt von der Orientierung ab und ist für $(11\bar{2}2)$ am niedrigsten. Dies ist plausibel, da diese Orientierung die geringste Oberflächenrauigkeit, die beste Homogenität und die höchste Intensität bei den Mikro-PL-Messungen hatte. Die Schwelle ist dabei nicht nur von der Kristallorientierung sondern auch von der Orientierung des Anregungslasers in der Ebene abhängig. Bei Anregung senkrecht zur c-Achse ist die Schwelle immer größer als parallel zur c-Achse, bzw. deren Projektion auf die Oberfläche. Für Anregung senkrecht zur c-Achse konnte außerdem experimentell nachgewiesen werden, dass das Licht wegen der Doppelbrechung in GaN parallel zur c-Achse polarisiert ist und es keine TE- und TM-Moden in solchen Strukturen gibt. Experimente zur p-Dotierung zeigten einen niedrigeren Mg-Einbau in m-plane GaN als in c-plane GaN. Außerdem war das Mg-Profil stark verzögert. Dies erklärt den relativ hohen Serienwiderstand von LED-Strukturen, die auf m-plane prozessiert wurden. In den ersten Prozessläufen mit m-plane LEDs wurde bereits eine Ausgangsleistung von 1 mW bei 100 mA erreicht. Mit PL wurde die interne Quanteneffizienz gemessen und ergab vergleichbare Werte für c-plane und m-plane, so dass für elektrische gepumpte Bauelemente vor allem die Ladungsträgerinjektion verbessert werden muss.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung In dieser Arbeit wurde das Wachstum von nichtpolaren und semipolaren III-Nitriden auf verschiedenen Substraten verglichen. Dabei wurden zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt: Das heteroepitaktische Wachstum auf Fremdsubstraten und das homoepitaktische Wachstum auf GaN Volumenkristallen. Das Wachstum auf Fremdsubstraten hat den Vorteil, dass das Substratmaterial größer und kostengünstiger zur Verfügung steht als die GaN Substrate. Die GaN Substrate haben dagegen den Vorteil, dass die Probleme des heteroepitaktischen Wachstums, d.h. Defektbildung und Verspannung wegen Fehlanpassung der Gitterkonstanten und der thermischen Ausdehnungskoeffizienten, nicht auftreten. Außerdem kann man die Substrate in jeder Orientierung aus den GaN Kristall schneiden und so die Orientierung frei wählen. Wegen der geringeren Defektdichte wurden die GaN-Substrate verwendet um Laserstrukturen zu entwickeln.

Beim Wachstum auf Fremdsubstraten ist die Orientierung nicht frei wählbar. Die Schichtorientierung wird durch das Substratmaterial, seine Orientierung und den Wachstumsprozess vorgegeben. In dieser Arbeit wurde nichtpolares $(11\bar{2}0)$ a-plane GaN auf $(10\bar{1}2)$ r-plane Saphir, nichtpolares $(10\bar{1}0)$ m-plane GaN auf (001) γ-$LiAlO_2$ und semipolares $(11\bar{2}2)$ GaN auf $(10\bar{1}0)$ m-plane Saphir gewachsen. Für jede Orientierung wurden die Wachstumsprozesse optimiert um glatte und möglichst defektarme Schichten zu erhalten. Keine der Schichten konnte mit den selben Bedingungen wie c-plane Schichten gewachsen werden. Auch die optimalen Wachstumsparameter auf verschiedenen Fremdsubstraten unterschieden sich.

Für a-plane GaN ist das Hauptproblem die Bildung von Löchern an der Oberfläche. Diese Löcher werden von m-, $\{10\bar{1}1\}$ und $(000\bar{1})$ Facetten begrenzt. Diese Facetten wachsen langsamer als die a-Facetten, weswegen sich einmal entstandene Löcher nur schwer schließen lassen. Durch Absenken des Reaktordrucks und des V/III-Verhältnisses können die Wachstumsraten der a- und m-Facetten angeglichen werden, so dass die Bildung von Löchern unterdrückt wird.

Auch semipolare $(11\bar{2}2)$-Schichten neigen zum Aufrauen. Die Oberflächenrauigkeit dieser Schichten wird stark durch den Wachstumsdruck beeinflusst und ein Minimum befindet sich bei 150 mbar zwischen den Werten von c-plane und a-plane. Die Strukturen sind zwar kristallografisch parallel c' ausgerichtet, zeigen aber keine Facetten, wie die Löcher in a-plane Oberflächen.

Bei den nichtpolaren m-plane Schichten auf $LiAlO_2$ kann der c-plane Wachstumsprozess nicht angewendet werden, da das Substrat sehr empfindlich gegenüber Temperaturen über 900°C und Wasserstoff ist. Wegen der geringen Gitterfehlanpassung ist keine Nukleationsschicht erforderlich, da die für die Rekristallisation erforderlichen Temperaturen das Substrat beschädigen würden. Der Wachstumsprozess bestand daher aus einer Nitridierung bei 800°C und dem Wachstum einer Pufferschicht mit Stickstoff als Trägergas bei 900°C. Die resultierenden Schichten sind sehr glatt aber rauen ab einer Dicke von 450 nm durch die Bildung von Hügeln und Stufen parallel zur c-Richtung auf. Die Hügelbildung steht wahrscheinlich im Zusammenhang mit Schraubenversetzungen während die Stufenbildung wohl durch die Relaxation von Verspannungen verursacht wird.
Trotz der angepassten Wachstumsprozesse liegt die Rauigkeit der nicht- und semipolaren *Templates* noch eine Größenordnung über der von c-plane *Templates* auf c-plane Saphir. Ursache sind vermutlich die ausgedehnten Defekte. Mit Kathodolumineszenz und TEM wurden verschiedene Defekttypen identifiziert. Die auch in c-plane GaN vorkommenden durchstoßenden Versetzungen, die haben auf Saphir eine Dichte von $1 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}$ und auf $LiAlO_2$ $1 \times 10^{9}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Darüber hinaus gab es in allen nicht- und semipolaren Schichten Basalflächestapelfehler mit einer Dichte von $5 \times 10^{5} - 1 \times 10^{6}\,\mathrm{cm}^{-1}$ auf Saphir und $3 \times 10^{4}\,\mathrm{cm}^{-1}$ auf $LiAlO_2$. In m-plane GaN auf $LiAlO_2$ wurden außerdem noch planare Defekte mit einem Verschiebungsvektor $R = 1/2[0001]$ mit einer Dichte von $2 \times 10^{4}\,\mathrm{cm}^{-1}$ gefunden. Die Bildung von Basalflächenstapelfehlern wurde in der Literatur auf das Wachstum der stickstoffpolaren -c-Facette zurückgeführt. In dieser Arbeit wurde auch der Einbau beim Wachstum der galliumpolaren c-Facette und an den planaren Defekten in m-plane GaN auf $LiAlO_2$ beobachtet. Für die Bildung von Stapelfehlern bei der Nukleation gibt es verschiedene Modelle, die alle zur Stapelfehlerbildung beitragen könnten. Die Bildung an stickstoffpolaren c-Facetten während der Nukleation, die Bildung an monoatomaren Stufen im Substrat und die Nukleation von unterschiedlich gestapelten Inseln sind die möglichen Mechanismen.
Die ausgedehnten Defekte verschlechtern auf verschiedene Weise die Effizienz von Bauelementen. Versetzungen wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren, können einen parallelen Strompfad erzeugen, verringern die Lebensdauer von Bauelementen und stören die Morphologie. Daher ist eine Defektreduktion notwendig. Das Wachstum dicker Schichten führt, im Gegensatz zu c-plane, nicht zur Defektreduktion. Daher wurde laterales epitaktisches Überwachsen (ELOG) angewendet. Defektfreie Bereiche, die durch ELOG erzeugt wurden, zeigen eine stark verbesserte Oberflächenmorphologie und sehr gute optische Eigenschaften.
Beim ELOG-Prozess wurde auf a-plane GaN *Templates* eine Siliziumoxidmaske strukturiert, die ein selektives Wachstum in den Maskenöffnungen ermöglicht. Die Orientierung der Streifenmaske bestimmt die Facetten beim Überwachsen und die Defektverteilung. Wenn die Streifen parallel zur [0001]-Richtung, also senkrecht zu den Stapelfehlern, ausgerichtet werden, breiten sich Stapelfehler in den lateral überwachsenen Bereich aus. Beim Überwachsen bilden sich schräge m-Facetten aus, während die a-Facette langsam verschwindet. Dadurch knicken durchstoßende Versetzungen in den lateral überwachsenen Bereich ab. Wenn man die Streifen parallel zur $[1\bar{1}01]$-Richtung, also im Winkel von 45° zu den Stapelfehlern, ausrichtet, deh-

nen sich die Stapelfehler weiterhin in das lateral gewachsene Material aus. Allerdings wachsen die schrägen und senkrechten galliumpolaren Facetten schneller als die a-Facette, so dass sich so nur sehr wenige Versetzungen in den lateral überwachsenen Bereich ausbreiten können. Wegen der großen Wachstumsratenanisotropie wächst die stickstoffpolare Facette sehr langsam. Bei der Koaleszenz wachsen die galliumpolaren Facetten dann über die schräge stickstoffpolare Facette, so dass auch im kohärent gewachsenen Bereich die Versetzungsdichte reduziert wird. Für eine Ausrichtung der Streifen parallel zu den Stapelfehlern, also parallel der $[1\bar{1}00]$-Richtung, ist es möglich die Stapelfehler und die Versetzungen im lateral gewachsenen Bereich zu reduzieren. Allerdings erfolgt die Reduktion der Stapelfehler im Gegensatz zu den Versetzungen nicht abrupt, sondern sinkt in einem $\approx 1\,\mu m$ breiten Bereich um drei Größenordnungen. Die Reduktion der Stapelfehler wurde nicht nur in galliumpolarer sondern auch in stickstoffpolarer c-Richtung beobachtet. Bei der Koaleszenz kam es wieder zu einer Erhöhung der Stapelfehlerdichte. Der Anstieg hängt wahrscheinlich mit der Ausbildung von schnell wachsenden semipolaren Facetten zusammen, die sich während der Koaleszenzphase ausbilden. ELOG bewirkt eine lokale Verbesserung der Kristallqualität. Im kohärent gewachsenen Bereich die Stapelfehler- und Versetzungsdichte aber so hoch wie im *Template*. Da die defektarmen Bereiche zu klein für die Herstellung von LED- und Laserstrukturen sind, stellen die homoepitaktischen GaN Substrate die bessere Alternative dar.

GaN Substrate sind zwar klein und kaum verfügbar, aber neben der geringen Defektdichte, haben sie den Vorteil, dass ihre Orientierung durch den Winkel in dem sie geschnitten werden, frei gewählt werden kann. Für die Experimente wurden Orientierungen mit unterschiedlichen Winkeln zu c-Achse gewählt: $(10\bar{1}0)$ m-plane mit einem Winkel von 90°, $(10\bar{1}1)$ mit 62°, $(10\bar{1}2)$ mit 43° und die $(11\bar{2}2)$ mit 58°. Die Substrate sind stapelfehlerfrei und haben eine niedrige Versetzungsdichte von $\leqslant 10^7\,cm^{-2}$. Trotzdem hängt die Morphologie sehr stark von den Wachstumsbedingungen ab. Während die Schichten auf $(10\bar{1}2)$ und $(11\bar{2}2)$ relativ glatt sind, bilden sich auf m-plane und $(10\bar{1}1)$ große Pyramiden mit einem Höhenunterschied von $1\,\mu m$. Diese Pyramiden werden von Schraubenversetzungen verursacht, die durch Spiralwachstum die Wachstumsrate lokal erhöhen. Trotz der Pyramidenbildung sind die Schichten auf mikroskopischer Skala sehr glatt. Allerdings stören die Pyramiden die Prozessierung und die Modenführung in Laserstrukturen. Um die Materialumverteilung zu behindern und so die Pyramidenbildung zu unterdrücken, wurde die Adatomdiffusionslänge durch niedrigere Wachstumstemperatur und höheren Druck reduziert. Das führt auf $(10\bar{1}1)$ und auf $(10\bar{1}2)$ zu einer glatteren Oberfläche. Die m-plane Oberfläche wird dadurch nicht glatter. Stärker wirken sich der Fehlschnitt und die Qualität der m-plane Substrate bzw. deren Politur aus. Auf $(11\bar{2}2)$ führen Temperaturabsenkung und Druckerhöhung zu einer Oberflächenstruktur ähnlich der auf heteroepitaktischen $(11\bar{2}2)$ *Templates*.

Mit den geänderten Wachstumsbedingungen war es möglich Bauelementstrukturen herzustellen. Ausgehend von den Wachstumsparametern für c-plane Laserstrukturen, wurden die Wachstumsprozesse für die nicht- und semipolaren Orientierungen angepasst.

Der größte Unterschied wurde beim Wachstum der Quantentöpfe festgestellt. Bei gleichen Wachstumsbedingungen ergeben sich vollkommen unterschiedliche Emissionsenergien. Die schwächeren Polarisationsfelder über den nicht- und semipolaren Quantentöpfen können die Unterschiede nicht erklären. Die Ursache ist, dass der Indiumeinbau von der Orientierung abhängt. So ist er im Vergleich zu c-plane für die $(10\bar{1}1)$ erhöht, für die $(11\bar{2}2)$ ähnlich und auf $(10\bar{1}2)$ und m-plane deutlich geringer. Dabei hängt der Einbau nicht vom Winkel zu c-Achse ab, sonder individuell von der Oberflächenstruktur. Nicht nur der Indiumeinbau sondern auch die lokale Lumineszenzverteilung hängt von der Orientierung ab. So wurde im Vergleich zu c-plane für alle nicht und semipolaren Orientierungen eine wesentlich homogenere Emission beobachtet. Sowohl die Schwankung der Peakenergie als auch die der Intensität fällt sowohl für violette (3 eV) als auch blaue (2.7 eV) Quantentöpfe deutlich geringer aus. Herausragend ist dabei die $(11\bar{2}2)$ auf der die Schwankungen am geringsten und die Intensität am höchsten ist. Einzig die Halbwertsbreite ist für viele Quantentöpfe im Vergleich zu c-plane erhöht, was mit einer kürzeren Exitonendiffusionslänge zum Teil erklärt werden kann.

Optisch gepumpte Laserstrukturen wurden mit AlGaN/GaN Mantelschichten und aktiver Zone aus InGaN MQWs gewachsen. An diesen wurde verstärkte spontane Emission (ASE) beobachtet. Den Ergebnissen der Mikro-PL folgend, hatten die $(11\bar{2}2)$-Proben die niedrigste ASE-Schwelle. Diese Schwelle ist dabei für alle Kristallrichtungen von der Orientierung des Anregungslaserstreifens auf der Oberfläche abhängig. Für eine Orientierung parallel zur c-Achse oder ihrer Projektion auf die Oberfläche wurden niedrigere Schwellen beobachtet. Senkrecht zur c-Achse waren die Schwellen höher. Für diese Resonatororientierung wird die Wellenleitung durch die Doppelbrechung des Materials bestimmt, so dass sich die Polarisation an der c-Achse ausrichtet. Eine TE-Mode, wie in c-plane und m-plane Strukturen gibt es bei dieser Resonatororientierung nicht.

Auch elektrisch gepumpte Laserstrukturen wurden gewachsen und erste Erfahrungen bei der Prozessierung von kleinen GaN-Stücken gesammelt. Die Prozessierung von Laserdiodenstrukturen wurde durch die Entwicklung von Facettenherstellungsprozessen und die Prozessierung von LED-Strukturen vorbereitet. Elektrolumineszenzmessungen an LEDs zeigen, dass die Prozessierung im Prinzip möglich ist. Um eine vergleichbare Leistung zu erreichen muss vor allem noch das Wachstum und die Prozessierung der p-Seite verbessert werden.

In der Einleitung wurde die Frage gestellt, welche Orientierung sich am besten für Laserstrukturen eignet. Bei den hier vorgestellten Experimenten schneidet die $(11\bar{2}2)$-Ebene am besten ab. Sie hatte die niedrigste Rauigkeit, beste Homogenität, kleinste Halbwertsbreite und niedrigste ASE-Schwelle. Die Experimente haben jedoch gezeigt, dass $(11\bar{2}2)$ GaN-Schichten bei höherem Drucken und niedrigeren Temperaturen aufrauen. Damit wird das Wachstumsfenster, insbesondere für Mg-dotiertes GaN, eingeschränkt. Hier könnte z.B. die $(10\bar{1}1)$ Orientierung ein größeres Wachstumsfenster bieten. Beim Indiumeinbau bietet die $(11\bar{2}2)$ auch keinen Vorteil gegenüber c-plane und liegt hinter der $(10\bar{1}1)$. Die $(11\bar{2}2)$ ist am vielversprechensten. Für ein endgültiges Resultat müssen aber weitere Optimierungen für verschie-

dene Wachstumsebenen durchgeführt werden.

Ausblick Solange noch keine großflächigen günstigen GaN Substrate verfügbar sind, bleibt die Heteroepitaxie attraktiv. Es ist jedoch essenziell die Defektdichte zu reduzieren. Dazu bietet sich das Wachstum auf strukturierten Substraten an. Dabei werden Gräben in die Substrate geätzt, so dass die Nukleation auf einer gekippten c-Facette erfolgt und bei der Koaleszenz eine planare semipolare Oberfläche entsteht. Diese Technik ermöglicht auch eine freie Wahl der Orientierung und die Stapelfehlerentstehung während der Nukleation ist unterbunden. Durch das laterale Überwachsen kommt es außerdem zu einer Defektreduktion. Mit dieser Technik wurden bereits LEDs mit mehr als 1 mW Ausgangsleistung realisiert [111].
Für das homoepitaktische Wachstum auf GaN-Substraten gibt es verschiedene offene Fragestellungen. Zum einen steht die Realisierung von optisch und elektrisch gepumpten Laserdioden aus. Gleichzeitig ist aber auch die Ausdehnung der Emissionsenergie in den grünen und gelben Spektralbereich interessant. Eine große Rolle spielen dabei vor allem die Fragen der Lokalisierung und der Einfluss von Defekten auf die Lumineszenz, sowie die Relaxation, die bei so hohen In-Gehalten einsetzen kann. In diesem Zusammenhang ist auch weiter Orientierungen, wie z.B. $(20\bar{2}1)$mit einem Winkel von 75° zur c-Ebene, interessant.

Veröffentlichungen

Artikel in Referierten Zeitschriften

Einige Ergebnisse dieser Arbeit wurden bereits in folgenden Artikeln veröffentlicht:

[39] W. Neumann, A. Mogilatenko, T. Wernicke, E. Richter, M. Weyers, M. Kneissl, *Structure investigations of nonpolar GaN layers*, J. Microsc. **237**, 308 (2009)

[128] C. Netzel, V. Hoffmann, T. Wernicke, A. Kanuer, M. Weyers, *Temperature and excitation power dependent photoluminescence intensity of GaInN quantum wells with varying charge carrier wave function overlap*, J. Appl. Phys. **107**, 033510 (2010)

[127] J. Rass, T. Wernicke, W. John, O. Krüger, P. Vogt, S. Einfeldt, M. Weyers, M. Kneissl, *Facet formation for semipolar and nonpolar laser diodes*, Phys. Status Solidi (c) (in press)

[129] C. Netzel, V. Hoffmann, T. Wernicke, A. Kanuer, M. Weyers, *Influence of the wave function overlap in GaInN quantum wells on the temperature and excitation power dependent photoluminescence intensity*, Phys. Status Solidi (c) (in press)

[123] J. Rass, T. Wernicke, W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, J. Kupec, B. Witzigmann, P. Vogt, S. Einfeldt, M. Weyers, M. Kneissl, *Polarization of eigenmodes in laser diode waveguides on semipolar and nonpolar GaN*, Phys. Status Solidi (RRL) **4**, 1 (2010)

[109] T. Wernicke, U. Zeimer, C. Netzel, F. Brunner, A. Knauer, M. Weyers, M. Kneissl, *Epitaxial lateral overgrowth on* $(2\bar{1}\bar{1}0)$ *a-plane GaN with* $[01\bar{1}1]$*-oriented stripes*, J. Crys. Growth **311**, 2895 (2009)

[86] Z. Wu, A. M. Fischer, F. A. Ponce, B. Bastek, J. Christen, T. Wernicke, M. Weyers, M. Kneissl, *Structural and optical properties of nonpolar GaN thin films*, Appl. Phys. Lett. **92**, 171904 (2008)

[100] B. Bastek, F. Bertram, J. Christen, T. Wernicke, M. Weyers, M. Kneissl, *A-plane GaN epitaxial lateral overgrowth structures: Growth domains, morphological defects and impurity incorporation directly imaged by cathodoluminescence microscopy*, Appl. Phys. Lett. **92**, 212111 (2008)

[58] G. Irmer, T. Brumme, M. Herms, T. Wernicke, M. Kneissl, M. Weyers, *Anisotropic strain on phonons in a-plane GaN layers studied by Raman scattering*, J. Mat. Sci - Mater. Electron. **19**, 51 (2008)

[95] C. Netzel, T. Wernicke, U. Zeimer, F. Brunner, M. Weyers, M. Kneissl, *Near band edge and defect emissions from epitaxial lateral overgrown a-plane GaN with different stripe orientations*, J. Crys. Growth **310**, 8 (2008)

[75] T. Wernicke, C. Netzel, M. Weyers, M. Kneissl, *Semipolar GaN grown on m-plane sapphire using MOVPE*, Phys. Status Solidi (c) **5**, 1815 (2008)

[94] T. Wernicke, U. Zeimer, M. Herms, M. Weyers, M. Kneissl, G. Irmer, *Microstructure of a-plane* $(11\bar{2}0)$ *GaN ELOG stripe patterns with different in-plane orientation*, J. Mater. Sci. - Mater. Electron. **19**, 46 (2008)

Vorträge und Poster

Teile der Arbeit wurden auch als Vorträge oder Poster präsentiert:

- *Growth of nonpolar nitrides: the substrate dilemma*, Seminar talk, 24.07.2009, University of Cambridge, eingeladener Vortrag
- *Growth of nonpolar nitrides: the substrate dilemma*, DPG Frühjahrstagung, 23.-27.3.2009, Dresden, eingeladener Vortrag
- *Substrate morphology of non- and semipolar GaN grown on bulk substrates*, DPG Frühjahrstagung, 22.-26.03.2010, Regensburg, Vortrag
- *In-situ curvature measurements of m-plane GaN on* $LiAlO_2$, 24. DGKK Workshop „Epitaxie von III/V Halbleitern“ , 09.-10.12.2009, Berlin, Vortrag
- *Indium incorporation in InGaN quantum wells on nonpolar* $(10\bar{1}0)$*, semipolar* $(10\bar{1}\bar{1})$*,* $(10\bar{1}2)$*,* $(11\bar{2}2)$ *and polar* (0001) *GaN substrates*, ICNS-8, 18.-23.10.2009, Jeju, Korea, Vortrag
- *Indium incorporation in InGaN quantum wells on nonpolar* $(10\bar{1}0)$*, semipolar* $(10\bar{1}\bar{1})$*,* $(10\bar{1}2)$*,* $(11\bar{2}2)$ *and polar* (0001) *GaN substrates*, iNow, 03.-14.08.2009, Berlin & Stockholm, Poster
- *Comparison of surface morphology of m-plane GaN on m-plane GaN Bulk substrates and* (100) $LiAlO_2$, 24. DGKK Workshop „Epitaxie von III/V Halbleitern“, 04.-05.12.2008, Braunschweig, Vortrag
- *Epitaxial Lateral Overgrowth on* $(11\bar{2}0)$ *a-Plane GaN with* $[1\bar{1}01]$ *Oriented Stripes*, ISGN-2, 06.-09.07.2008, Izu, Japan, Vortrag
- *Defect structure in m-plane GaN grown on* $LiAlO_2$ *using metalorganic and hydride vapour phase epitaxy*, DPG Frühjahrstagung, 25.-29.02.2008, Berlin, Vortrag
- *Semipolar GaN grown on m-plane sapphire using MOVPE*, ICNS-7, 16.09.–21.09.2007, Las Vegas, Poster
- *Micro structure of a-plane* $(2\bar{1}\bar{1}0)$ *GaN ELOG stripe patterns with different in plane orientation*, DRIP XII, 10.-13.09.2007, Berlin, Vortrag

- *Wachstum von* $(2\bar{1}\bar{1}0)$ *a-plane GaN auf r-plane* Al_2O_3 *mit Metallorganischer Gasphasenepitaxie*, 21. DGKK Workshop „Epitaxie von III/V Halbleitern“, 7.-8.12.2006, Ulm, Vortrag

Literaturverzeichnis

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

[2] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, *P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI)*, Jpn. J. Appl. Phys **28**, 2112 (1989).

[3] S. Nakamura, M. Senoh, T. Mukai, *Highly p-typed Mg-doped GaN films grown with GaN buffer layers*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1708 (1991).

[4] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, *High-power GaN pn junction blue-light-emitting diodes*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1998 (1991).

[5] P. Waltereit, O. Brandt, A. Trampert, H.T. Grahn, J. Menniger, M. Ramsteiner, M. Reiche, K.H. Ploog, *Nitride semiconductors free of electrostatic fields for efficient white light-emitting diodes*, Nature **406**, 865 (2000).

[6] S. Porowski, *Growth and properties of single crystalline GaN substrates and homoepitaxial layers*, Mater. Sci. Eng. B **44**, 407 (1997).

[7] K. Fujito, K. Kiyomi, T. Mochizuki, H. Oota, H. Namita, S. Nagao, I. Fujimura, *High-quality nonpolar m-plane GaN substrates grown by HVPE*, Phys. Status Solidi (a) **205**, 1056 (2008).

[8] K. Fujito, S. Kubo, H. Nagaoka, T. Mochizuki, H. Namita, S. Nagao, *Bulk GaN crystals grown by HVPE*, J. Crys. Growth **311**, 3011 (2009).

[9] F. Bernardini, V. Fioretini, *First-principles calculation of the piezoelectric tensor* $\vec{\mathrm{d}}$ *of III-V nitrides*, Appl. Phys. Lett. **80**, 4145 (2002).

[10] T. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, *Theoretical study of orientation dependence of piezoelectric effects in wurtzite strained GaInN/GaN heterostructures and quantum wells*, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 413 (2000).

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

[12] M. Feneberg, F. Lipski, R. Sauer, K. Thonke, T. Wunderer, B. Neubert, P. Brückner, F. Scholz, *Piezoelectric fields in GaInN/GaN quantum wells on different crystal facets*, Appl. Phys. Lett. **89**, 242112 (2006).

[13] J. Piprek, Editor, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*, Wiley Vch Verlagsgesellschaft Mbh, Weinheim, 2007.

[14] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*, Phys. Rev. B **56**, R10024 (1997).

[15] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C. A. Burrus, *Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect*, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).

[16] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, *Quantum-confined Stark effect due to piezoelectric fields in GalnN strained quantum wells*, Jpn. J. Appl. Phys. **1**, L382 (1997).

[17] E. Berkowicz, D. Gershoni, G. Bahir, E. Lakin, D. Shilo, E. Zolotoyabko, A.C. Abare, S.P. Denbaars, L.A. Coldren, *Measured and calculated radiative lifetime and optical absorption of* $\mathrm{In_xGa1-xN/GaN}$ *quantum structures*, Phys. Rev. B **61**, 10994 (2000).

[18] C. Netzel, *Strahlende und nichtstrahlende Rekombination in GaInN/GaN Quantenfilmen*, Dissertation, Technische Universität Carolo Wilhelmina zu Braunschweig, 2006.

[19] P. Waltereit, O. Brandt, M. Ramsteiner, A. Trampert, H.T. Grahn, J. Menniger, M. Reiche, R. Uecker, P. Reiche, K.H. Ploog, *Growth of M-Plane GaN* $(1\bar{1}00)$*: A Way to Evade Electrical Polarization in Nitrides*, Phys. Status Solidi (a) **180**, 133 (2000).

[20] M.D. Craven, P. Waltereit, J.S. Speck, S.P. DenBaars, *Well-width dependence of photoluminescence emission from a-plane GaN/AlGaN multiple quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **84**, 496 (2004).

[21] H. Zhong, A. Tyagi, N.N. Fellows, F. Wu, R.B. Chung, M. Saito, K. Fujito, J.S. Speck, S.P. DenBaars, S. Nakamura, *High power and high efficiency blue light emitting diode on freestanding semipolar* $(10\bar{1}\bar{1}$ *bulk GaN substrate*, Appl. Phys. Lett. **90**, 233504 (2007).

[22] M.H. Kim, M.F. Schubert, Q. Dai, J.K. Kim, E.F. Schubert, J. Piprek, Y. Park, *Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes*, Appl. Phys. Lett. **91**, 183507 (2007).

[23] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames, *Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence*, Appl. Phys. Lett. **91**, 141101 (2007).

[24] A. Strittmatter, M. Teepe, C. Knollenberg, Z. Yang, C. Chua, NM Johnson, P. Spiberg, V. Ivantsov, A. Syrkin, L. Shapovalov et al., *Lasing of semi-polar InGaN/GaN (1122) heterostructures grown on m-plane sapphire substrates*, Proc. SPIE **7616**, 76160H (2010).

[25] T. Kolbe, T. Sembdner, A. Knauer, V. Kueller, H. Rodriguez, S. Einfeldt, P. Vogt, M. Weyers, M. Kneissl, *Carrier injection in InAlGaN single and multi-quantum-well ultraviolet light emitting diodes*, Phys. Status Solidi (c) (in press).

[26] R.M. Farrell, D.F. Feezell, M.C. Schmidt, D.A. Haeger, K.M. Kelchner, K. Iso, H. Yamada, M. Saito, K. Fujito, D.A. Cohen et al., *Continuous-wave operation of AlGaN-cladding-free nonpolar m-plane InGaN/GaN laser diodes*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, L761 (2007).

[27] H. Masui, T.J. Baker, R. Sharma, P.M. Pattison, M. Iza, H. Zhong, S. Nakamura, S.P. DenBaars, *First-moment analysis of polarized light emission from InGaN/GaN light-emitting diodes prepared on semipolar planes*, Jpn. J. Appl. Phys **45**, L904 (2006).

[28] M. Röppischer, *Einfluss anisotroper Verspannung auf die optischen Eigenschaften von epitaktischen GaN und ZnO-Schichten*, Diplomarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2008.

[29] J. Battacharyya, *Optical polarization anisotropy in semiconductor heterostructures*, Dissertation, Department of condensed matter physics and materials science, TIFR, 2008.

[30] L. Schade, *Polarisationsabhängige Mikro-Photolumineszenzspektroskopie von semi- und nichtpolaren InGaN Quantenfilmen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2009.

[31] W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, R.G. Veprek, B. Witzigmann, A. Hangleiter, *Calculation of optical eigenmodes and gain in semipolar and nonpolar InGaN/GaN laser diodes*, Phys. Rev. B **80**, 115320 (2009).

[32] M. Ueda, M. Funato, K. Kojima, Y. Kawakami, Y. Narukawa, T. Mukai, *Polarization switching phenomena in semipolar $In_xGa_{1-x}N$/GaN quantum well active layers*, Phys. Rev. B **78**, 233303 (2008).

[33] J.L. Weyher, M. Albrecht, T. Wosinski, G. Nowak, H.P. Strunk, S. Porowski, *Study of individual grown-in and indentation-induced dislocations in GaN by defect-selective etching and transmission electron microscopy*, Mater. Sci Eng. B **80**, 318 (2001).

[34] P. Ebert, L. Ivanova, S. Borisova, H. Eisele, A. Laubsch, M. Dähne, *Electronic properties of dislocations in GaN investigated by scanning tunneling microscopy*, Appl. Phys. Lett. **94**, 062104 (2009).

[35] C. Weissmantel, C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1989.

[36] M. Albrecht, H.P. Strunk, J.L. Weyher, I. Grzegory, S. Porowski, T. Wosinski, *Carrier recombination at single dislocations in GaN measured by cathodoluminescence in a transmission electron microscope*, J. Appl. Phys. **92**, 2000 (2002).

[37] D. Cherns, S.J. Henley, F.A. Ponce, *Edge and screw dislocations as nonradiative centers in InGaN/GaN quantum well luminescence*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2691 (2001).

[38] T. Böttcher, *Heteroepitaxy of group-III nitrides for the application in laser diodes*, Dissertation, Universität Bremen, 2002.

[39] W. Neumann, A. Mogilatenko, T. Wernicke, E. Richter, M. Weyers, M. Kneissl, *Structure investigations of nonpolar GaN layers*, J. Microsc. **237**, 308 (2009).

[40] M.A. Moram, C.F. Johnston, J.L. Hollander, M.J. Kappers, C.J. Humphreys, *Understanding x-ray diffraction of nonpolar gallium nitride films*, J. Appl. Phys. **105**, 113501 (2009).

[41] Y.T. Rebane, Y.G. Shreter, M. Albrecht, *Stacking Faults as Quantum Wells for Excitons in Wurtzite GaN*, Phys. Status Solidi (a) **164**, 141 (2001).

[42] L. Chen, B.J. Skromme, M.K. Mikhov, H. Yamane, M. Aoki, F.J. DiSalvo, B. Wagner, R.F. Davis, P.A. Grudowski, R.D. Dupuis, *Structural defect-related photoluminescence in GaN*, in *MRS Proc.*, Band 798, Seiten 637–642, Warrendale, Pa.; Materials Research Society; 1999, 2003.

[43] R. Liu, A. Bell, F.A. Ponce, C.Q. Chen, J.W. Yang, M.A. Khan, *Luminescence from stacking faults in gallium nitride*, Appl. Phys. Lett. **86**, 021908 (2005).

[44] G.B. Stringfellow, *Organometallic vapor-phase epitaxy: theory and practice*, Academic Press New York, 1999.

[45] L.B. Freund, J.A. Floro, E. Chason, *Extensions of the Stoney formula for substrate curvature to configurations with thin substrates or large deformations*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1987 (1999).

[46] A. Dadgar, F. Schulze, T. Zettler, K. Haberland, R. Clos, G. Straßburger, J. Bl äsing, A. Diez, A. Krost, *In situ measurements of strains and stresses in GaN heteroepitaxy and its impact on growth temperature*, J. Crys. Growth **272**, 72 (2004).

[47] F. Brunner, A. Knauer, T. Schenk, M. Weyers, J.T. Zettler, *Quantitative analysis of in situ wafer bowing measurements for III-nitride growth on sapphire*, J. Crys. Growth **310**, 2432 (2008).

[48] M.B. McLaurin, A. Hirai, E. Young, F. Wu, J.S. Speck, *Basal plane stacking-fault related anisitropy in X-ray rocking curve widths of m-plane GaN*, Jpn. J. Appl. Phys **47**, 5429 (2008).

[49] M.A. Moram, M.E. Vickers, *X-ray diffraction of III-nitrides*, Rep. Prog. Phys. **72**, 036502 (2009).

[50] C. Roder, *Analyse struktureller Eigenschaften von GaN mittels hochauflösender Röntgenbeugung bei variabler Meßtemperatur*, Dissertation, Universität Bremen, 2007.

[51] H. Jönen, U. Rossow, T. Langer, A. Dräger, L. Hoffmann, H. Bremers, A. Hangleiter, F. Bertram, S. Metzner, J. Christen, *Growth of $In_xGa_{1-x}N$/GaN QW structures with high indium concentration on c-plane and m-plane surfaces by MOVPE*, J. Crys. Growth **310**, 4987 (2008).

[52] N. Gmeinwieser, *Hochortsaufgelöste Spektroskopische Untersuchungen an Galliumnitrid*, Dissertation, Universität Regensburg, 2006.

[53] F. Bertram, *Kathodolumineszenz-Mikroskopie an komplexen, lokal-selektiven Epitaxie- und lateral überwachsenen GaN-Strukturen*, Dissertation, Otto von Guericke Universität Magdeburg, 1999.

[54] L. Ozawa, *Cathodoluminescence : theory and applications*, Kodansha, Tokyo, 1990.

[55] B.S. Lee, T.C. Strand, *Profilometry with a coherence scanning microscope*, Appl. Opt. **29**, 3784 (1990).

[56] L. Deck, P. de Groot, *High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry*, Appl. Opt. **33**, 7334 (1994).

[57] P. de Groot, L. Deck, *Surface profiling by frequency-domain analysis of white light interferograms*, Proc. SPIE **2248**, 101 (1994).

[58] G. Irmer, T. Brumme, M. Herms, T. Wernicke, M. Kneissl, M. Weyers, *Anisotropic strain on phonons in a-plane GaN layers studied by Raman scattering*, J. Mat. Sci - Mater. Electron. **19**, 51 (2008).

[59] I. Ahmad, M. Holtz, N.N. Faleev, H. Temkin, *Dependence of the stress-temperature coefficient on dislocation density in epitaxial GaN grown on a-Al_2O_3 and 6H-SiC substrates*, J. Appl. Phys. **95**, 1692 (2004).

[60] V.Y. Davydov, Y.E. Kitaev, I.N. Goncharuk, A.N. Smirnov, J. Graul, O. Semchinova, D. Uffmann, M.B. Smirnov, A.P. Mirgorodsky, R.A. Evarestov, *Phonon dispersion and Raman scattering in hexagonal GaN and AlN*, Phys. Rev. B **58**, 12899 (1998).

[61] M.D. Craven, S.H. Lim, F. Wu, J.S. Speck, S.P. DenBaars, *Structural characterization of nonpolar $(11\bar{2}0)$ a-plane GaN thin films grown on $(1\bar{1}02)$ r-plane sapphire*, Appl. Phys. Lett. **81**, 469 (2002).

[62] M. Sano, M. Aoki, *Epitaxial growth of undoped and Mg-doped GaN*, Jpn. J. Appl. Phys. **15**, 1943 (1976).

[63] C.J. Sun, M. Razeghi, *Comparison of the physical properties of GaN thin films deposited on (0001) and (0112) sapphire substrates*, Applied Physics Letters **63**, 973 (1993).

[64] I. Akasaki, H. Amano, Y. Koide, K. Hiramatsu, N. Sawaki, *Effects of ain buffer layer on crystallographic structure and on electrical and optical properties of GaN and $Ga_{1-x}Al_xN$ (0i x 0.4) films grown on sapphire substrate by MOVPE*, Journal of Crystal Growth **98**, 209 (1989).

[65] W. Qian, M. Skowronski, M. De Graef, K. Doverspike, L.B. Rowland, D.K. Gaskill, *Microstructural characterization of α-GaN films grown on sapphire by organometallic vapor phase epitaxy*, Applied Physics Letters **66**, 1252 (1995).

[66] C. Chen, M. Shatalov, E. Kuokstis, V. Adivarahan, M. Gaevski, S. Rai, M. Asif Khan, *Optically pumped lasing at 353 nm using non-polar a-plane AlGaN multiple quantum wells over r-plane sapphire*, Jpn. J. Appl. Phys **43**, L1099 (2004).

[67] M.D. Craven, F. Wu, A. Chakraborty, B. Imer, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, Speck J.S., *Microstructural evolution of a-plane GaN grown on a-plane SiC by metalorganic chemical vapor deposition*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1281 (2004).

[68] M.A. Reshchikov, H. Morkoç, *Luminescence properties of defects in GaN*, J. Appl. Phys. **97**, 061301 (2005).

[69] P.P. Paskov, R. Schifano, B. Monemar, T. Paskova, S. Figge, D. Hommel, *Emission properties of a-plane GaN grown by metal-organic chemical-vapor deposition*, J. Appl. Phys. **98**, 093519 (2005).

[70] I. Tischer, H. Yacoub, . Schirra, M. Feneberg, T. Wunderer, F. Scholz, L. Dieterle, E. Müller, D. Gerthsen, K. Thonke, *Detailed investigation of the defect-related emissions around 3.3 eV in GaN ELOG structures*, in *DPG Verhandlungen 2010*, 2010.

[71] D. Kovalev, B. Averboukh, D. Volm, B.K. Meyer, H. Amano, I. Akasaki, *Free exciton emission in GaN*, Physical Review B **54**, 2518 (1996).

[72] A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken, A. Krost, *Metalorganic Chemical Vapor Phase Epitaxy of Crack-Free GaN on Si* (111) *Exceeding 1* μ*m in Thickness*, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, L1183 (2000).

[73] J. Bläsing, A. Reiher, A. Dadgar, A. Diez, A. Krost, *The origin of stress reduction by low-temperature AlN interlayers*, Appl. Phys. Lett. **81**, 2722 (2002).

[74] T.J. Baker, B.A. Haskell, F. Wu, J.S. Speck, S. Nakamura, *Characterization of Planar Semipolar Gallium Nitride Films on Sapphire Substrates*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L154 (2006).

[75] T. Wernicke, C. Netzel, M. Weyers, M. Kneissl, *Semipolar GaN grown on m-plane sapphire using MOVPE*, Phys. Status Solidi (c) **5**, 1815 (2008).

[76] P. Vennéguès, Z. Bougriouay, T. Guehne, *Microstructural Characterization of Semipolar GaN Templates and Epitaxial-Lateral-Overgrown Films Deposited on M-Plane Sapphire by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 4089 (2007).

[77] E.S. Hellman, Z. Liliental-Weber, D. Buchanan, *Epitaxial Growth and Orientation of Gan on* (100) γ-$LiAlO_2$, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **2**, 30 (1997).

[78] J. Zou, Y. Dongc, S. Zhoua, Y. Sund, W. Juna, J. Zhou, T Huang, S. Yange, H. Zhoue, *Study on the hydrolytic property and thermal stability of $LiAlO_2$ substrate*, J. Crys. Growth **294**, 339 (2006).

[79] K. Xu, J. Xu, P. Deng, R. Qiu, Z. Fang, *MOCVD Growth of GaN on $LiAlO_2$ (100) Substrates*, Phys. Status Solidi(a) **176**, 589 (1999).

[80] B. Velickov, A. Mogilatenko, R. Bertram, D. Klimm, R. Uecker, W. Neumann, R. Fornari, *Effects of the Li-evaporation on the Czochralski growth of γ-$LiAlO_2$*, J. Crys. Growth **310**, 214 (2008).

[81] M. Chou, H.C. Huang, D.S. Gan, C.W.C. Hsu, *Defect characterizations of γ-$LiAlO_2$ single crystals*, J. Crys. Growth **291**, 485 (2006).

[82] C. Roder, S. Einfeldt, S. Figge, D. Hommel, *Temperature dependence of the thermal expansion of GaN*, Phys. Rev. B **72**, 085218 (2005).

[83] W.M. Yim, R.J. Paff, *Thermal expansion of AlN, sapphire, and silicon*, J. Appl. Phys. **45**, 1456 (1974).

[84] Y. Dikme, P. Van Gemmern, B. Chai, D. Hill, A. Szymakowski, H. Kalisch, M. Heuken, R.H. Jansen, *Growth studies of GaN and alloys on $LiAlO_2$ by MOVPE*, Phys. Status Solidi (c) **2**, 2161 (2005).

[85] C.A. Parker, J.C. Roberts, S.M. Bedair, M.J. Reed, S.X. Liu, N.A. El-Masry, *Determination of the critical layer thickness in the InGaN/GaN heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2776 (1999).

[86] Z. Wu, A. M. Fischer, F. A. Ponce, B. Bastek, J. Christen, T. Wernicke, M. Weyers, M. Kneissl, *Structural and optical properties of nonpolar GaN thin films*, Appl. Phys. Lett. **92**, 171904 (2008).

[87] R. Sharma, P.M. Pattison, H. Masui, R.M. Farrell, T.J. Baker, B.A. Haskell, F. Wu, S.P. DenBaars, J.S. Speck, S. Nakamura, *Demonstration of a semipolar $(10\bar{1}\bar{3})$ InGaN/ GaN green light emitting diode*, Appl. Phys. Lett. **87**, 231110 (2005).

[88] P.R. Tavernier, B. Imer, S.P. DenBaars, D.R. Clarke, *Growth of thick $(11\bar{2}0)$ GaN using a metal interlayer*, Appl. Phys. Lett. **85**, 4630 (2004).

[89] R.R. Vanfleet, J.A. Simmons, H.P. Maruska, DW Hill, M.C.C. Chou, B.H. Chai, *Defects in m-face GaN films grown by halide vapor phase epitaxy on $LiAlO_2$*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1139 (2003).

[90] J.S. Speck, S.J. Rosner, *The role of threading dislocations in the physical properties of GaN and its alloys*, Physica B **274**, 24 (1999).

[91] M.A. Moram, C.F. Johnston, M.J. Kappers, C.J. Humphreys, *Defect reduction in nonpolar and semipolar GaN using scandium nitride interlayers*, J. Crys. Growth **311**, 3239 (2009).

[92] H. Goto, S.W. Lee, H.J. Lee, H.J. Lee, J.S. Ha, M.W. Cho, T. Yao, *Chemical lift-off of GaN epitaxial films grown on c-sapphire substrates with CrN buffer layers*, Phys. Status Solidi (c) **5**, 1659 (2008).

[93] P.R. Hageman, S. Haffouz, V. Kirilyuk, A. Grzegorczyk, P.K. Larsen, *High quality GaN layers on Si (111) substrates: AlN buffer layer optimisation and insertion of a SiN intermediate layer*, Phys. Status Solidi (a) **188**, 523 (2001).

[94] T. Wernicke, U. Zeimer, M. Herms, M. Weyers, M. Kneissl, G. Irmer, *Microstructure of a-plane* $(11\bar{2}0)$ *GaN ELOG stripe patterns with different in-plane orientation*, J. Mater. Sci. - Mater. Electron. **19**, 46 (2008).

[95] C. Netzel, T. Wernicke, U. Zeimer, F. Brunner, M. Weyers, M. Kneissl, *Near band edge and defect emissions from epitaxial lateral overgrown a-plane GaN with different stripe orientations*, J. Crys. Growth **310**, 8 (2008).

[96] Q. Sun, C.D. Yerino, T.S. Ko, Y.S. Cho, I.H. Lee, J. Han, M.E. Coltrin, *Understanding nonpolar GaN growth through kinetic Wulff plots*, J. Appl. Phys. **104**, 093523 (2008).

[97] K. Leung, A.F. Wright, E.B. Stechel, *Charge accumulation at a threading edge dislocation in gallium nitride*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2495 (1999).

[98] A. Krtschil, A. Dadgar, A. Krost, *Decoration effects as origin of dislocation-related charges in gallium nitride layers investigated by scanning surface potential microscopy*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2263 (2003).

[99] S.M. Hubbard, G. Zhao, D. Pavlidis, W. Sutton, E. Cho, *High-resistivity GaN buffer templates and their optimization for GaN-based HFETs*, J. Crys. Growth **284**, 297 (2005).

[100] B. Bastek, F. Bertram, J. Christen, T. Wernicke, M. Weyers, M. Kneissl, *A-plane GaN epitaxial lateral overgrowth structures: Growth domains, morphological defects and impurity incorporation directly imaged by cathodoluminescence microscopy*, Appl. Phys. Lett. **92**, 212111 (2008).

[101] C. Kisielowski, J. Krüger, S. Rumimov, T. Suski, J.W. Ager III, E. Jones, Z. Liliental-Weber, M. Rubin, E.R. Weber, *Strain related Phenomena in GaN thin films*, Phys. Rev. B **54**, 17745 (1996).

[102] Q. Sun, B.H. Kong, C.D. Yerino, T.S. Ko, B. Leung, H.K. Cho, J. Han, *Morphological and microstructural evolution in the two-step growth of nonpolar a-plane GaN on r-plane sapphire*, J. Appl. Phys. **106**, 123519 (2009).

[103] B. Beaumont, P. Vennéguès, P. Gibart, *Epitaxial lateral overgrowth of GaN*, Phys. Status Solidi (b) **227**, 1 (2001).

[104] E. Kuokstis, CQ Chen, JW Yang, M. Shatalov, ME Gaevski, V. Adivarahan, M.A. Khan, *Room-temperature optically pumped laser emission from a-plane GaN with high optical gain characteristics*, Appl. Phys. Lett. **84**, 2998 (2004).

[105] W.H. Sun, J.W. Yang, C.Q. Chen, J.P. Zhang, M.E. Gaevski, E. Kuokstis, V. Adivarahan, H.M. Wang, Z. Gong, M. Su, M. Asif Khan, *GaN/AlGaN multiple quantum wells on a-plane GaN pillars for stripe-geometry nonpolar ultraviolet light-emitting devices*, Appl. Phys. Lett. **83**, 2599 (2003).

[106] D. Iida, T. Kawashima, M. Iwaya, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, *Sidewall epitaxial lateral overgrowth of nonpolar a-plane GaN by metalorganic vapor phase epitaxy*, Phys. Status Solidi (c) **5**, 1575 (2008).

[107] F. Wu, M.D. Craven, S.H. Lim, J.S. Speck, *Polarity determination of a-plane GaN on r-plane sapphire and its effects on lateral overgrowth and heteroepitaxy*, J. Appl. Phys. **94**, 942 (2003).

[108] H. Siegle, A. Hoffmann, L. Eckey, C. Thomsen, J. Christen, F. Bertram, D. Schmidt, D. Rudloff, K. Hiramatsu, *Vertical strain and doping gradients in thick GaN layers*, Appl. Phys. Lett. **71**, 2490 (1997).

[109] T. Wernicke, U. Zeimer, C. Netzel, F. Brunner, A. Knauer, M. Weyers, M. Kneissl, *Epitaxial lateral overgrowth on* $(2\bar{1}\bar{1}0)$ *a-plane GaN with* $[01\bar{1}1]$*-oriented stripes*, J. Crys. Growth **311**, 2895 (2009).

[110] N. Sawaki, T. Hikosaka, N. Koide, S. Tanaka, Y. Honda, M. Yamaguchi, *Growth and properties of semi-polar GaN on a patterned silicon substrate*, J. Crys. Growth **311**, 2867 (2009).

[111] Y. Saito, K. Okuno, S. Boyama, N. Nakada, S. Nitta, Y. Ushida, N. Shibata, *m-Plane GaInN light emitting diodes grown on patterned a-plane sapphire substrates*, Appl. Phys. Express **2**, 041001 (2009).

[112] H.P. Maruska, D.W. Hill, M.M.C. Chou, J.J. Gallagher, B.H. Chai, R. Vanfleet, J. Simmons, A. Bhattacharyya, I. Friel, T.C. Chen, W. Li, J. Cabalu, Y. Fedyunin, K.F. Ludwig, T.D. Moustakas, *Development of 50 mm diameter non-polar gallium nitride substrates for device applications*, in *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, Seiten 567–570, 2003.

[113] B.A. Haskell, A. Chakraborty, F. Wu, H. Sasano, P.T. Fini, S.P. Denbaars, J.S. Speck, S. Nakamura, *Microstructure and Enhanced Morphology of Planar Nonpolar m-Plane GaN Grown by Hydride Vapor Phase Epitaxy*, J. Electron. Mater. **54**, 357 (2005).

[114] T. Zywietz, J. Neugebauer, M. Scheffler, *Adatom diffusion at GaN (0001) and (0001) surfaces*, Appl. Phys. Lett. **73**, 487 (1998).

[115] A. Hirai, Z. Jia, M.C. Schmidt, R.M. Farrell, S.P. DenBaars, S. Nakamura, J.S. Speck, K. Fujito, *Formation and reduction of pyramidal hillocks on m-plane* $\{1\bar{1}00\}$ *GaN*, Appl. Phys. Lett. **91**, 191906 (2007).

[116] 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**, 3532 (1996).

[117] G.B. Stephenson, J.A. Eastman, C. Thompson, O. Auciello, L.J. Thompson, A. Munkholm, P. Fini, S.P. DenBaars, J.S. Speck, *Observation of growth modes during metal-organic chemical vapor deposition of GaN*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3326 (1999).

[118] E. Kuokstis, J.W. Yang, G. Simin, M. Asif Kahn, R. Gaska, M.S. Shur, *Two mechanisms of blueshift of edge emission in InGaN-based epilayers and multiple quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **80**, 977 (2002).

[119] B. Gil, P. Bigenwald, O. Briot, *An evaluation of the growth of nitrides on semipolar substrates using two indicators*, Phys. Status Solidi (RRL) **1**, 268 (2007).

[120] S. Keller, B.P. Keller, M.S. Minsky, J.E. Bowers, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, W. Seifert, *Growth and properties of InGaN nanoscale islands on GaN*, J. Crys. Growth **189**, 29 (1998).

[121] J. Danhof, C. Vierheilig, U.T. Schwarz, T. Meyer, M. Peter, B. Hahn, M. Maier, J. Wagner, *Correlation of surface morphology and photoluminescence fluctuation in green light emitting InGaN/GaN quantum wells*, Phys. Status Solidi (c) **6**, S747 (2009).

[122] L. Schade, J. Danhof, U. T. Schwarz, T. Wernicke, M. Weyers, M. Kneissl, *Micro-photoluminescence study of InGaN quantum wells grown on c-plane, semipolar and nonpolar orientation*, in *SPIE Photonics West*, 2010.

[123] J. Rass, T. Wernicke, W.G. Scheibenzuber, U.T. Schwarz, J. Kupec, B. Witzigmann, P. Vogt, S. Einfeldt, M. Weyers, M. Kneissl, *Polarization of eigenmodes in laser diode waveguides on semipolar and nonpolar GaN*, Phys. Status Solidi (RRL) **4**, 1 (2010).

[124] N.A. Sanford, A. Munkholm, M.R. Krames, A. Shapiro, I. Levin, A.V. Davydov, S. Sayan, L.S. Wielunski, T.E. Madey, *Refractive index and birefringence of $In_xGa_{1-x}N$ films grown by MOCVD*, Phys. Status Solidi (c) **2**, 2783 (2005).

[125] L. Redaelli, *Processing of m-plane GaN LEDs and LDs*, Masterarbeit, University of Turin, 2009.

[126] J.R. van Look, S. Einfeldt, O. Krüger, V. Hoffmann, A. Knauer, M. Weyers, P. Vogt, M. Kneissl, *Laser scribing for facet fabrication of InGaN MQW diode lasers on sapphire substrates*, IEEE Photonics. Technol. Lett. **22**, 416 (2010).

[127] J. Rass, T. Wernicke, W. John, O. Krüger, P. Vogt, S. Einfeldt, M. Weyers, M. Kneissl, *Facet formation for semipolar and nonpolar laser diodes*, Phys. Status Solidi (c) (in press).

[128] C. Netzel, V. Hoffmann, T. Wernicke, A. Kanuer, M. Weyers, *Temperature and excitation power dependent photoluminescence intensity of GaInN quantum wells with varying charge carrier wave function overlap*, J. Appl. Phys. **107**, 033510 (2010).

[129] C. Netzel, V. Hoffmann, T. Wernicke, A. Kanuer, M. Weyers, *Influence of the wave function overlap in GaInN quantum wells on the temperature and excitation power dependent photoluminescence intensity*, Phys. Status Solidi (c) (in press).

Dank

Mein Dank gilt allen, die mit mich unterstützt, mit mir zusammen gearbeitet und Anregungen gegeben haben. Namentlich möchte ich besonders G. Tränkle, M. Weyers und M. Kneissl, die mir das Thema gegeben und für die finanzielle, materielle und wissenschaftliche Unterstützung gesorgt haben. Für die Hilfe bei und Diskussionen über Epitaxieprobleme möchte ich V. Hoffmann, A. Knauer, F. Brunner und E. Richter danken. In dem Zusammenhang gilt mein Dank auch T. Tessaro, T. Petzke und C. Neumann für die vielen eingelegten Wafer und Stunden vor den Anlagen. Dass meine Proben zum leuchten gebracht wurden verdanke ich C. Netzel, H. Lawrenz, L. Schade, H.-J. Möstel, U. Schwarz und J. Rass, die sie mit Photonen beschossen, U. Zeimer, B. Bastek, F. Bertram, J. Christen, die die Proben mit Elektronen beschossen und T. Kolbe, L. Redaelli und wieder J. Rass, die es mit Stromstößen probiert haben. Um die Proben zum Leuchten vorzubereiten, waren viele Arbeitsschritte notwendig, für die ich L. Redaelli, S. Einfeldt, O. Krüger, D. Rentner, W. John, J. Pöhls, S. Breuer und den anderen Kollegen aus der Abteilung PT danken möchte. Für die Einblicke in die Mikrostruktur, Oberflächenstruktur und Verspannung möchte ich P. Veit, Z. Wu, A. Mogilatenko, S. Oelschlegel, W. Neumann, M. Herms, G. Irmer, T. Brumme, M. Moram, R. Oliver, C. Humphreys und S. Ploch danken. Bei Konferenzen ergaben sich häufig interessante Diskussionen, bei denen ich viel lernen konnte. Dafür möchte B. Bastek, L. Schade, C. Cobet, M. Wienecke, S. Schwaiger, C. Mauder, R. Banal, T. Yamaguchi, M. Albrecht, S. Keller, N. Sawaki und M. Kappers danken. Wichtig für die wissenschaftliche Arbeit war auch ein angenehmes Büro- und Mittagessenklima, für das vor allem V. Küller, O. Reentilä, S. Hagedorn, M. Wagner, C. Hennig, J. Pohl, C. Netzel und V. Hoffmann sorgten. Für Unterstützung von zu Hause möchte ich meiner Frau Julia und Tochter Emma danken, sowie meinen Eltern und Schwiegereltern, die mit ihrer Unterstützung mein Studium und damit auch diese Arbeit erst ermöglicht haben.