

Metallorganische Gasphasenepitaxie von nitridischen Mikrokavitäten für vertikal emittierende Laser und Einzelphotonenemitter

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

genehmigt durch die Fakultät für Naturwissenschaften
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

von Dipl.-Phys. Christoph Berger
geb. am 22.11.1983 in Magdeburg

Gutachter: Prof. Dr. André Strittmatter
Prof. Dr. Ferdinand Scholz

eingereicht am: 12.06.2017

verteidigt am: 09.11.2017

Für Papa

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der metallorganischen Gasphasenepitaxie von Mikrokavitäten auf Basis der Gruppe III-Nitride. Mikrokavitäten bilden die Grundlage von komplexen optoelektronischen Bauelementen wie oberflächen-emittierenden Lasern (VCSELn), effizienten Einzelphotonenemittern oder Polaritonen-Lasern. Für die Funktionsweise solcher Halbleiterstrukturen werden Spiegel mit einer Reflektivität von nahezu 100 % benötigt. Solche Reflexionswerte können mit Hilfe von Bragg-Reflektoren (DBRs) erzielt werden, deren Realisierung im nitridischen Materialsystem jedoch aufgrund einer signifikanten Gitterfehlanpassung zwischen den einzelnen Verbindungen eine große Herausforderung darstellt. So werden DBRs vorwiegend aus den Materialien (Al)GaN/Al(Ga)N hergestellt, wodurch sie anfällig für Defektbildung sind. Durch die Kombination von gitterangepasstem (Al)GaN/AlInN kann jedoch spannungsfreies Wachstum gewährleistet werden, wobei die Züchtung von hochwertigem AlInN anspruchsvoll ist. Nach der Wachstumsuntersuchung von AlInN-Einzelschichten können die gewonnenen Erkenntnisse zur Entwicklung eines optimierten Prozessablaufs für das Wachstum von gitterangepassten DBRs mit Reflektivitäten von über 99 % im nahen UV- und im blauen Spektralbereich genutzt werden.

Auf den Reflektoren werden anschließend Kavitäten mit optisch aktivem Material aufgewachsen. Dabei werden verschiedene Kavitätsdesigns untersucht, um eine Emission mit hoher Quanteneffizienz und eine hohe optische Verstärkung in der Kavität zu gewährleisten. Der Fokus der Arbeit liegt dabei auf der Optimierung des Wachstumsprozesses der Mikrokavitäten durch Verwendung von in-situ Messmethoden, sowie der strukturellen und optischen Charakterisierung der Strukturen mit Hilfe von Röntgenbeugung, Elektronenmikroskopie und verschiedenen spektroskopischen Verfahren. Vervollständigt werden die hybriden Mikrokavitäten durch Aufbringen eines oberen dielektrischen Spiegels. Dies ermöglicht die Demonstration von optisch gepumptem Lasing bei Raumtemperatur im blauen Spektralbereich und es werden Hinweise für eine starke Licht-Materie-Wechselwirkung bei einer Mikrokavität im nahen UV-Bereich gefunden.

Des Weiteren wird die Epitaxie von Mikrokavitäten für den fernen UV-Bereich mit GaN-basierten Quantenemittern bei einer Wellenlänge von 270 nm vorgestellt. Dabei wird zunächst die Herstellung von quantenpunktartigen GaN-Inseln auf AlN gezeigt, bevor die Herstellung von hochwertigen, gitterfehlangepassten AlN/AlGaN DBRs mit einer Reflektivität von über 98 % demonstriert wird.

Ebenfalls wird ein neuartiger, alternativer Ansatz zur Herstellung von nitridischen DBRs präsentiert. Dieser basiert auf der Brechungsindexänderung von GaN bei sehr hohen Elektronenkonzentrationen im Bereich von 10^{20} cm^{-3} , die mit Germanium-Dotierung realisierbar sind. Die Modulationsdotierung von GaN ermöglicht so eine periodische Brechungsindexänderung, sodass DBRs mit Reflektivitäten von über 90 % hergestellt werden können. Diese DBRs werden zur Herstellung von LEDs mit resonanter Kavität genutzt, die eine erhöhte spektrale Reinheit, Wellenlängenstabilität, Intensität und Direktionalität der Emission aufweisen.

Abstract

The present work deals with the growth of III-nitride based microcavities by metalorganic vapor phase epitaxy. Microcavities provide the basis for sophisticated optoelectronic devices such as vertical-cavity surface-emitting lasers, efficient single-photon emitters or polariton lasers. To enable such semiconductor structures mirrors with reflectivities of nearly 100 % are required. Such reflectivity values can be achieved by distributed Bragg reflectors (DBRs), but their realization is a major challenge due to a significant lattice mismatch between the individual compounds of the nitride material system. Therefore, DBRs are susceptible to defect formation when being realized by the materials (Al)GaN/Al(Ga)N. However, the combination of lattice-matched (Al)GaN/AlInN offers the possibility of stress-free growth, whereas the epitaxy of high-quality AlInN is demanding. The results of the AlInN growth experiments are used to develop an optimized process flow for the fabrication of lattice-matched DBRs for the near UV and blue spectral range with reflectivity values exceeding 99 %.

Resonant microcavities are subsequently realized by overgrowth of the DBRs with a cavity containing a gain medium. Various cavity designs are investigated in order to ensure a high quantum efficiency and high modal gain in the cavity. Thereby, the focus of this thesis lies on the optimization of the growth process of the microcavities by using in-situ metrology as well as structural and optical characterization of the structures by means of X-ray diffraction, electron microscopy and various spectroscopic methods. By applying an upper dielectric mirror complete, hybrid microcavities are realized. This enables the demonstration of optically pumped lasing at room temperature in the blue spectral range and indications for strong light-matter interaction in the near UV are found.

Furthermore, the growth of microcavities for the deep UV range with GaN-based quantum emitters at a wavelength of 270 nm is demonstrated. The growth of quantum dot-like GaN-islands on AlN is first discussed before the fabrication of high-quality, lattice-mismatched AlN/AlGaN DBRs with reflectivities above 98 % is described.

An alternative approach to the production of GaN-based DBRs is also presented. This approach is based on the refractive index change of GaN at extremely high electron concentrations above 10^{20} cm^{-3} that are achievable by germanium-doping. The modulation doping of GaN allows for a periodic change of the refractive index enabling the realization of DBRs with reflectivity values exceeding 90 %. These DBRs are used to demonstrate resonant cavity LEDs that exhibit increased spectral purity, wavelength stability, intensity, and directionality of the emission.

Danksagung

Ohne die tatkräftige Unterstützung vieler besonderer Menschen wäre die Entstehung dieser Dissertation undenkbar gewesen. Aus diesem Grund möchte ich mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Als Herr Prof. Dr. André Strittmatter im Jahr 2014 die Leitung der Abteilung Halbleiterepitaxie übernahm, wurde er gleichzeitig mit der Betreuung meiner Doktorarbeit betraut. Von Anfang an brachte er mir ein enormes Vertrauen entgegen, was nicht selbstverständlich ist. Bei Problemen hatte er stets ein offenes Ohr und mit seinem Enthusiasmus gab er mir immer wieder neue Impulse und Denkanstöße für weitere lohnenswerte Experimente. Vielen Dank für diese tolle Betreuung!

Ein außerordentlicher Dank gebührt auch Herrn apl. Prof. Dr. Armin Dadgar. Er hat mir mein gesamtes Wissen über die Epitaxie beigebracht und hat mir am Reaktor immer freie Hand gelassen, um meine eigenen Ideen zu verwirklichen. Zudem konnte man ihn zu jeder Tageszeit anrufen und um Hilfe bitten, wenn es ein Problem beim Kristallwachstum oder mit der Anlage gab.

Der Aufenthalt in den Röntgenlaboren war dank Dr. Jürgen Bläsing immer ganz besonders. Mit ihm konnte man über Gott und die Welt, sowie die neuesten experimentellen Erkenntnisse plaudern. Außerdem hat er mir mit Ruhe und Geduld die Grundlagen der Röntgenbeugung vermittelt und mich bereits nach kurzer Zeit selbständig an den Anlagen messen lassen. Danke! Auch danke ich Herrn Dr. Hartmut Witte für die vielen anregenden Gespräche und die elektrischen Messungen an den Proben.

Außerdem möchte ich Herrn Prof. Dr. Jürgen Christen für die enge Zusammenarbeit mit seiner Abteilung Festkörperphysik danken. So konnten durch die gemeinsame Arbeit im Sonderforschungsbereich viele fruchtbare Ergebnisse gewonnen werden. Besonders möchte ich hier Dr. Thomas Hempel und Dr. Peter Veit für die aufgewandte Zeit und die hilfreichen Diskussionen über die Ergebnisse danken. Zudem möchte ich mich bei Silke Petzold und Petra Krenz für die aufwändige Präparation der TEM-Folien, welche ein hohes Maß an Erfahrung und Sorgfalt voraussetzt, bedanken.

Was wäre das Epitaxielabor ohne eine gute Seele, die für einen reibungslosen Betrieb im Labor sorgt? Hier haben zuerst Annette Diez und später Matthias Wieneke exzellente Arbeit geleistet. Sie kümmerten sich um die Wartung der Anlage und um das Vorhandensein von ausreichend Substraten oder Chemikalien für die eigenen Experimente. Außerdem übernahmen sie auch das Starten der Prozesse in aller Frühe, wenn man selber noch nicht an der Universität war. Vielen, vielen Dank!

Herrn Prof. Dr. Rüdiger Goldhahn und Dr. Martin Feneberg gilt ebenfalls ein großer Dank. Die Bestimmung der Brechungsindizes der verwendeten Materialien mit Hilfe der spektroskopischen Ellipsometrie war unerlässlich für die erfolgreiche Realisierung der Mikrokavitäten. Zudem möchte ich ihnen für die gemeinsamen Photolumineszenzmessungen und die aufschlussreichen, wissenschaftlichen Diskussionen danken.

In der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Axel Hoffmann wurden die anregungsabhängigen Photolumineszenz-Messungen des VCSELs von Dr. Alexander Franke durchgeführt. Zusätzlich wurden hier μ -Photolumineszenz-Messungen an den GaN-Quantenpunkten von Dr. Gordon Callsen und Stefan Kalinowski durchgeführt und Einzelphotonenemission wurde nachgewiesen. Vielen Dank für diese tolle und unkomplizierte Zusammenarbeit. Außerdem möchte ich Dr. Martin Thunert und der Gruppe von Herrn Prof. Dr. Marius Grundmann für die Durchführung der winkelaufgelösten PL-Messung danken.

Ein ganz besonderer Dank geht an Dr. Thomas Zettler, der sehr große Unterstützung bei der Analyse der Reflexionstransienten zur Bestimmung der Brechungsindizes bei Wachstumstemperatur geleistet hat.

Bei Herrn Prof. Dr. Ferdinand Scholz möchte ich mich dafür bedanken, dass er sich Zeit genommen hat, um meine Arbeit durchzulesen und ein Gutachten anzufertigen.

Weiterhin danke ich Chris Scharfenorth und Ronny Schmidt von der TU Berlin für die ersten Versuche zur Abscheidung von dielektrischen Spiegeln mittels Elektronenstrahlverdampfung und PECVD.

Alex, Andi, Hannes und Max möchte ich dafür danken, dass sie sich in ihren Bachelor- bzw. Masterarbeiten ausgiebig mit den von mir hergestellten Proben beschäftigt haben und mir dadurch wertvolle Informationen über deren Eigenschaften geliefert haben.

Dass ich immer gern zur Arbeit gegangen bin, lag zu einem großen Teil auch an meinen Weggefährten Jonas, Matze, Gordon und Marcus. Die gemeinsame Arbeit im Labor und die Kaffeepausen mit euch möchte ich nicht missen. Zudem haben wir auch in unserer Freizeit viele tolle Sachen erlebt und auf Dienstreisen sind wir zusammen um die Welt gereist. Unser Trip durch China war ein absolutes Highlight, das ich niemals vergessen werde. Es ist schön sagen zu können, dass ihr nicht nur Kollegen wart, sondern auch gute Freunde geworden seid. Nicht unerwähnt möchte ich auch die grandiosen Gesangseinlagen mit meinen Bürokollegen Steffi, Jonas und Max lassen.

Auch möchte ich besonders Silvio, Florian und Alexandra, sowie den vielen anderen Mitarbeitern an der Fakultät, die hier nicht explizit genannt werden, für die angenehme Zusammenarbeit und das tolle Arbeitsklima danken.

Neben den Kollegen von der Arbeit möchte ich meinen vielen guten Freunden danken, die seit etlichen Jahren mit mir gemeinsam durch das Leben schreiten. Mit euch habe ich schon so wahnsinnig viele schöne Sachen erlebt und ihr habt mich immer motiviert, wenn ich selber mal an mir gezweifelt habe. Ich bin froh, dass es euch gibt.

Meinen größten Dank möchte ich meiner Familie, und ganz besonders meiner lieben Mutti aussprechen. Du hast mich zu dem Menschen gemacht, der ich jetzt bin und hast mir immer alles im Leben ermöglicht. Danke einfach für Alles!

Zu guter Letzt möchte ich der Person danken, ohne die diese Dissertation niemals möglich gewesen wäre. Prof. Dr. Alois Krost betreute mich schon während meiner Diplomarbeit und gab mir nach Beendigung meines Studiums die Möglichkeit in seiner Abteilung weiter mitzuwirken und an einem spannendem Thema zu forschen. Dabei hat er mir immer großen Rückhalt gegeben und mir maßgeblich auf dem Weg zum Wissenschaftler geholfen. Ein besseren Doktorvater hätte ich mir nicht wünschen können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen und Charakterisierungsmethoden	5
2.1	Strukturelle und optische Eigenschaften der Gruppe III-Nitride	5
2.1.1	Kristallstruktur	5
2.1.2	Polarisationseffekte	7
2.1.3	Brechungsindizes	9
2.2	Metallorganische Gasphasenepitaxie von Gruppe III-Nitriden	10
2.3	Oberflächenemittierende Laser	14
2.3.1	Bragg-Reflektoren	16
2.3.2	Planare Mikrokavitäten	18
2.3.3	Schwache vs. starke Licht-Materie-Wechselwirkung	21
2.3.4	Nitridische DBRs und Mikrokavitäten: Stand der Forschung	24
2.4	Charakterisierungsmethoden	26
2.4.1	In-situ Prozessüberwachung	26
2.4.2	Röntgenbeugung	29
2.4.3	Optische Reflektivitätsmessungen	35
2.4.4	Mikroskopische Verfahren	36
2.4.5	Spektroskopische Verfahren	38
3	Wachstum von gitterangepasstem AlInN	39
3.1	Strukturelle und morphologische Eigenschaften von AlInN-Schichten	39
3.2	Thermische Stabilität von AlInN	44
3.3	Brechungsindex von AlInN bei Wachstumstemperatur	48
4	Wachstum von AlInN-basierten DBRs	51
4.1	AlInN/GaN DBRs für den sichtbaren Spektralbereich	51
4.2	AlInN/GaN DBRs mit verbesserten Grenzflächen	54
4.3	In-situ Analyse von AlInN/GaN DBRs	57
4.4	AlInN/AlGaIn DBRs für den nahen UV-Bereich	61
5	Hybride Mikrokavitäten auf Basis der Gruppe-III-Nitride	67
5.1	Mikrokavitäten für den sichtbaren Spektralbereich	67
5.1.1	Wachstum von InGaIn/GaN Mehrfachquantenfilmen	67
5.1.2	InGaIn/GaN MQWs auf AlInN-basierten DBRs	70
5.1.3	Optische Eigenschaften der hybriden Mikrokavität	75

5.1.4	Photonische Unordnung	77
5.1.5	Licht-Materie-Wechselwirkung und optisch gepumptes Lasing	79
5.2	Mikrokavitäten für den nahen UV-Bereich	83
5.2.1	Mikrokavitäten mit GaN-Volumenkavität	83
5.2.2	Mikrokavitäten mit (In)GaN/AlGaN MQWs	86
5.2.3	Licht-Materie-Wechselwirkung	91
6	AlN/AlGaN DBRs für Mikrokavitäten im fernen UV-Bereich	93
6.1	Wachstum von GaN-Quantenpunkten auf AlN	93
6.2	AlN/AlGaN DBRs	96
6.3	GaN-Quantenpunkte auf AlN/AlGaN DBRs	102
7	Modulationsdotierte GaN/GaN:Ge DBRs	107
7.1	Änderung des Brechungsindex durch Ge-Dotierung	107
7.2	GaN:Ge Einzelschichten	109
7.3	GaN:Ge/GaN DBRs	111
7.4	LED-Strukturen mit GaN:Ge/GaN DBR	116
8	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	127
	Publikationsliste	145

1 Einführung

Mit ihren einzigartigen Eigenschaften haben die Gruppe III-Nitride GaN, AlN und InN ein großes Interesse für die Herstellung von optoelektronischen und leistungselektronischen Halbleiterbauelementen erweckt. Durch Mischung der Materialien kann die Bandlücke in einem weiten Bereich von 0.7 eV bis 6.2 eV [Wu03, Vur03] variiert werden, sodass prinzipiell Lichtemitter vom ultravioletten bis in den infraroten Spektralbereich realisierbar sind. Zudem besitzt GaN eine hohe Exzitonenbindungsenergie von 26-28 meV [Rei98] bei dicken Schichten bzw. 40-50 meV bei Quantenfilmen (QWs) [Chr08], wodurch es interessant für die Realisierung von Einzelphotonenemittern [Hol14] oder dynamischen Bose-Einstein-Kondensaten bei Raumtemperatur ist [Kas06].

Jedoch gibt es einige Herausforderungen beim epitaktischen Wachstum von GaN-basierten Strukturen, die einer Herstellung von effizienten Bauelementen lange im Wege standen. Es dauerte bis ins Jahr 1989, dass Amano et al. eine nennenswerte p-Dotierung von GaN erzielen konnten [Ama89]. Daraufhin stellte Nakamura 1994 die erste effiziente, blaue Leuchtdiode (LED) auf Basis einer InGaN/AlGaN Doppelheterostruktur vor [Nak94]. Bereits zwei Jahre später konnten Nakamura et al. die erste InGaN-basierte blaue Laserdiode (LD) verwirklichen [Nak96]. Durch Verbesserungen des strukturellen Aufbaus, der Kristallqualität und Dotierung konnte die Zuverlässigkeit und Ausgangsleistung der LEDs und LDs im Laufe der Jahre kontinuierlich gesteigert werden. Die Kombination einer blauen LED mit einem Lumineszenzfarbstoff ermöglichte außerdem die Herstellung von effizienten weißen LEDs [Sch97]. Heutzutage sind GaN-basierte LEDs und LDs kommerzialisiert und werden für die Allgemeinbeleuchtung, Displayanwendungen oder optische Datenspeicher mit hoher Speicherkapazität verwendet. Sie sind mittlerweile nicht mehr aus dem Alltag wegzudenken und haben eine so hohe Bedeutung erlangt, dass Amano, Akasaki und Nakamura für ihre Entdeckung der p-Dotierung von GaN und die Erfindung der blauen Leuchtdiode im Jahr 2014 mit dem Physik-Nobelpreis gewürdigt wurden.

Trotz der zahlreichen Erfolge ist das Interesse der Forschungsgemeinschaft am Materialsystem der Nitride bis heute ungebrochen. Durch die vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten der Materialien ergeben sich zusätzliche Forschungsschwerpunkte, wie die Realisierung von Hochleistungstransistoren mit hochleitfähigem Ladungsträgerkanal (HEMT) [Mis02], die Herstellung von Einzelphotonenemittern bei Raumtemperatur [Des14] oder die Realisierung von UV-LEDs und LDs zur Wasserdesinfektion [Kne11], um nur einige zu nennen. Außerdem werden die Strukturen bis heute größtenteils auf Fremdsubstraten wie Saphir, Silizium oder Siliziumcarbid gewachsen, da die Herstellung von GaN-Substraten aufwendig und kostenintensiv ist [Boc16]. Da das Wachstum auf den Fremdsubstraten allerdings

zu sehr hohen Defektdichten führt, würde die Verfügbarkeit von kostengünstigen Homo-substraten viele Vorteile für die Herstellung von GaN-basierten Bauelementen mit sich bringen.

GaN-basierte Mikrokavitäten

Großes Interesse besteht auch an der Entwicklung von GaN-basierten oberflächen-emittierenden Lasern (engl.: vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL). Solche Laserdioden haben gegenüber Kantenemittern einige Vorteile bzw. lassen sich damit neue Anwendungsgebiete erschließen. Einige Vorteile und Möglichkeiten von VCSELn sind beispielsweise [Mic13]:

- Realisierung von Einmodenlasern
- geringer Schwellwert
- zirkulares Strahlprofil mit geringer Divergenz
- hohe Modulationsgeschwindigkeit
- On-Chip Testen der Strukturen
- Erzeugung zweidimensionaler Laserfelder

Durch diese Eigenschaften haben GaN-basierte VCSEL das Potential, konventionelle LEDs oder Kantenemitter als Lichtquellen bei verschiedensten Anwendungen zu ersetzen. Mit ihnen lassen sich optische Speicher mit hoher Speicherdichte, hochauflösende Laserdrucker, miniaturisierte Projektoren [Fre09], Mikro-Displays [Jia01] oder Biosensoren [Poh08] realisieren und sie würden für Festkörper-Beleuchtung eingesetzt werden können [Ham16a]. Weiterhin könnten GaN-VCSEL für virtuelle Netzhautanzeigen, adaptive Laserscheinwerfer oder für Visible Light Communication (VLC) angewendet werden [McK12, Lu14, Fur16]. Durch den geringen Schwellwert und die hohe Modulationsgeschwindigkeit reduziert sich dabei die Eingangsleistung und höhere Übertragungsraten werden erzielt. Zudem sind einmodige VCSEL für viele Anwendungen, wie Atomuhren, Gyroskope oder Magnetometer wünschenswert [Kna04, Ser07, Mia13]. Jedoch ist die Realisierung von oberflächen-emittierenden Laserdioden wesentlich anspruchsvoller und herausfordernder als die Herstellung von herkömmlichen Kantenemittern. Im infraroten Spektralbereich wurde bereits 1979 der erste oberflächen-emittierende Laser auf Basis des GaAs-Materialsystems demonstriert, bevor Ende der 80er Jahre dann auch der cw-Betrieb bei Raumtemperatur verwirklicht werden konnte [Sod79, Iga88, Koy89]. Solche VCSEL finden heutzutage beispielsweise Anwendung in optischen Computermäusen. Im nitridischen Materialsystem hingegen beschränkt sich die Demonstration bisher meist auf optisch gepumpte Bauteile [Red96, Wan07, Som99, Fel07a]. Elektrischer Betrieb von GaN-basierten VCSELn wurde erst von einigen Forschergruppen erfolgreich nachgewiesen [Hig08, Lu10, Hol12, Cos12, Liu14, Fur16, Ham16b]. Eine der größten Herausforderungen bei der Herstellung eines GaN-basierten VCSELs stellt das

Wachstum eines nitridischen Bragg-Reflektors (engl.: distributed Bragg-reflector, DBR) dar, welcher den optischen Anforderungen mit einer maximalen Reflektivität von über 99 % genügt. Das vorrangige Problem bei den Gruppe III-Nitriden ist die große Gitterfehlانpassung zwischen den einzelnen Vertretern des Materialsystems. Diese führt beim Wachstum von Heterostrukturen wie DBRs zu beträchtlichen Spannungen in den Halbleiterschichten. Dadurch kann es beim Wachstum zum Spannungsabbau über Rissbildung, Phasenseparation oder Gitterrelaxation kommen, wodurch die Strukturen degradieren und nicht funktionstüchtig sind.

Zielstellung dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von GaN-basierten resonanten Mikrokavitäten im UV- und blauen Spektralbereich. Dafür wird das Wachstum von hochreflektiven DBRs vom fernen UV bis in den sichtbaren Spektralbereich demonstriert. Diese DBRs dienen als elementare Bausteine in VCSELn oder LEDs mit resonanter Kavität (engl.: resonant-cavity LEDs, RC-LEDs). Ein weiterer Fokus der Arbeit liegt auf dem Wachstum einer geeigneten Kavitätsstruktur, die das optisch aktive Medium des Resonators beinhaltet. Die gewonnenen Erkenntnisse werden genutzt, um hybride Mikrokavitäten herzustellen. Dabei liegt das Hauptaugenmerk der Arbeit in allen Kapiteln auf den Herausforderungen beim epitaktischen Wachstum und der Prozesskontrolle mit Hilfe von in-situ Messmethoden, sowie auf der strukturellen und optischen Charakterisierung der hergestellten Halbleiterstrukturen.

In Kapitel 2 werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften der Gruppe III-Nitride vorgestellt. Dabei wird das Problem der Gitterfehlانpassung der Nitride erörtert und es wird die Verwendung der Materialkombination GaN/AlInN für gitterangepasstes, spannungsfreies Wachstum von DBRs diskutiert. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen von planaren Mikrokavitäten erläutert, bevor die verwendeten Charakterisierungsmethoden vorgestellt werden.

Das Wachstum von qualitativ hochwertigen AlInN-Schichten wird in Kapitel 3 behandelt. Dabei wird auf die strukturellen und morphologischen Eigenschaften des Materials eingegangen. Außerdem werden die optischen Eigenschaften von AlInN bei Wachstumstemperatur untersucht, wodurch die spätere Analyse der in-situ Reflexionstransienten ermöglicht wird.

Im darauffolgenden Kapitel 4 wird das Wachstum von hochreflektiven, gitterangepassten AlInN/(Al)GaN DBRs demonstriert. Durch Optimierung des Überwachens von AlInN ließ sich zudem die Grenzflächenqualität der DBRs verbessern. Zusätzlich wird gezeigt, dass aus den in-situ Reflexionstransienten bereits während des Prozesses Informationen über die spektrale Charakteristik des DBRs gewonnen werden können, was gegebenenfalls eine nachträgliche Anpassung der Wachstumsparameter der optisch aktive Zone ermöglicht.

In Kapitel 5 wird das Wachstum der Mehrfachquantenfilme (MQWs), die als optisch aktives Material in den Mikrokavitäten fungieren, untersucht und anschließend wird die optisch aktive Zone mit den DBRs kombiniert. Vervollständigt werden die Mikrokavitäten durch Abscheidung eines oberen dielektrischen DBRs. Die optischen Eigenschaften der Strukturen werden mittels verschiedener spektroskopischer Verfahren untersucht. Dabei wird optisch gepumptes Lasing in einer blauen VCSEL-Struktur demonstriert. Des Weiteren wird die Art der Licht-Materie-Wechselwirkung in blauen und UV-Kavitäten untersucht, wobei Anzeichen für eine starke Licht-Materie-Kopplung in einer UV-Mikrokavität gefunden werden.

Das anschließende Kapitel 6 behandelt Mikrokavitäten für den fernen UV-Bereich, bei denen GaN-Quantenpunkten als optisch aktives Material genutzt werden. Zunächst wird das Wachstum von quantenpunktartigen GaN-Inseln auf einem AlN-Puffer erläutert. Danach wird gezeigt, wie sich in diesem Wellenlängenbereich hochreflektive DBRs herstellen lassen, die auf einer Kombination von gitterfehlangepasstem AlN/AlGaIn beruhen. Im Anschluss werden die spektralen Eigenschaften der GaN-Quantenemitter auf einem AlN/AlGaIn DBR untersucht.

Eine neuartige Ansatz zur Herstellung von Bragg-Reflektoren wird in Kapitel 7 vorgestellt. Während Bragg-Reflektoren üblicherweise aus einer periodischen Abfolge von zwei verschiedenen Materialien bestehen, wird hier die Realisierung von Bragg-Reflektoren mittels Modulationsdotierung mit Germanium demonstriert. Dabei wird undotiertes GaN mit hochdotiertem GaN:Ge im Spiegel kombiniert. Nachdem gezeigt wird, wie sich der Brechungsindex durch Ge-Dotierung ändern lässt, werden die Eigenschaften von GaN:Ge/GaN DBRs untersucht. Zum Abschluss werden LED-Strukturen auf einem solchen DBR aufgebracht und die Realisierung von schmalbandigen, wellenlängenstabilen Emittern wird demonstriert.

2 Grundlagen und Charakterisierungsmethoden

2.1 Eigenschaften der Gruppe III-Nitride

2.1.1 Kristallstruktur

Die grundlegenden strukturellen und optischen Eigenschaften der Gruppe III-Nitride werden in vielen Literaturquellen detailliert behandelt. Aus diesem Grund werden nur die wichtigsten Aspekte, die bei der Herstellung und Charakterisierung von Mikrokavitäten relevant sind, erläutert. Für tiefere Informationen zu den Eigenschaften von nitridischen Halbleitern sei beispielsweise auf [Amb98, Mor09b] verwiesen.

Die drei Vertreter der Gruppe III-Nitride AlN, GaN und InN kristallisieren bevorzugt im hexagonalen Wurtzit-Gitter. Daneben können sie auch in der metastabilen kubischen (c -, β -) Zinkblendestruktur kristallisieren, welche aber meist nur beim Wachstum auf Heterosubstraten mit kubischer Kristallstruktur, wie z.B. GaAs oder Si (001), beobachtet wird [Miz86, Str91]. Das hexagonale Gitter der thermodynamisch stabilen Wurtzitstruktur kann über die Kantenlänge der Basalebene a , die Höhe des hexagonalen Prismas c und den internen Parameter u beschrieben werden (Abb. 2.1). Dieser charakterisiert die Verschiebung der beiden hexagonal dichtesten Kugelpackungen der Anionen bzw. Kationen zueinander (in einer Idealstruktur $3/8$). Bedingt durch die unterschiedlichen Kationen weisen AlN, GaN und InN unterschiedliche Gitterkonstanten, Bindungslängen und Bandlücken auf. Dabei decken ihre direkten Bandlücken einen Bereich von 0.69 eV (InN) [Wu03] bis 6.25 eV (AlN) [Vur03] ab. Somit sind sie potentiell geeignet, um Lichtemitter vom tiefen UV-Bereich bis in den

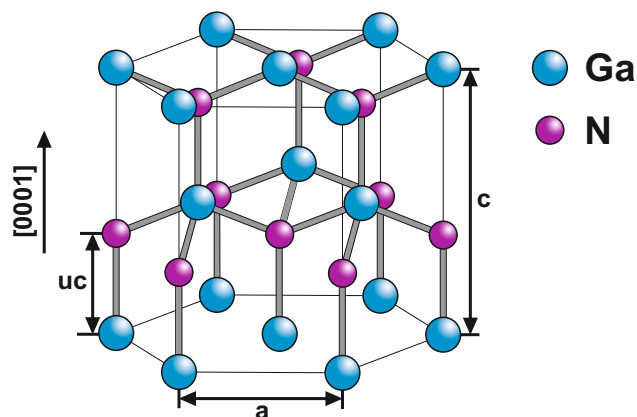


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Wurtzitstruktur von GaN.

infraroten Spektralbereich zu realisieren. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke kann über die empirische Varshni-Formel [Var67] beschrieben werden:

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.1)$$

wobei α und β Fitparameter sind. In Tabelle 2.1 sind die Gitterparameter und Bandlücken, sowie die Fitparameter α und β der Gruppe III-Nitride zusammengefasst. Die Gitterkonstanten der ternären Mischverbindungen lassen sich dabei nach dem Vegardschen Gesetz bestimmen:

$$a(A_xB_{1-x}N) = x \cdot a(AN) + (1 - x) \cdot a(BN) \quad (2.2)$$

Für die Bestimmung der Bandlücke E_g einer ternären Mischung kann eine abgeänderte Form des Vegardschen Gesetzes verwendet werden:

$$E_g(A_xB_{1-x}N) = x \cdot E_g(AN) + (1 - x) \cdot E_g(BN) - x(1 - x) \cdot b_{ABN} \quad (2.3)$$

Dabei ist b_{ABN} der Bowing-Parameter, der die Abweichung von einer linearen Interpolation zwischen den binären Vertretern beschreibt. Dieser ist bei den Nitriden stets positiv, sodass die Bandlückenenergie bei ternären Verbindungen abgesenkt wird. Für AlGaN beträgt der Bowing-Parameter $b = 0.6$ eV [Lee99] und für InGaN $b = 1.4$ eV [Wu02]. Für AlInN existieren große Schwankungen in den publizierten Werten für den Bowing-Parameter. Neuere Veröffentlichungen geben einen Wert von $b = 10.3$ eV [Asc10] für verspannte Schichten bzw. sogar einen kompositionsabhängigen Bowing-Parameter an [Sak10], der je nach Zusammensetzung zwischen 2.9 eV (bei InN) und 6.43 eV (bei AlN) variiert.

Abbildung 2.2 verdeutlicht die großen Unterschiede der Bandlückenenergien und der a-Gitterkonstanten und skizziert den Einfluss des Bowing-Parameters auf die Bandlücke der ternären Verbindungen. Die hohe Gitterfehlpassung der verschiedenen Materialien stellt eine große Herausforderung für das Wachstum von nitridischen Heterostrukturen dar. So beträgt die Gitterfehlpassung zwischen GaN/AlN 2.4 % und zwischen GaN/InN

Tabelle 2.1: Bandlücken, Gitterkonstanten [Vur03], interner Parameter [Amb98] und Varshni-Parameter [Wu03] für AlN, GaN und InN

	GaN	AlN	InN
$E_g(T = 0 \text{ K})$ (eV)	3.51	6.25	0.69
$E_g(T = 300 \text{ K})$ (eV)	3.43	6.14	0.64
c-Gitterkonstante (Å)	5.185	4.982	5.703
a-Gitterkonstante (Å)	3.189	3.112	3.545
interner Parameter u	0.376	0.38	0.377
α	0.909	1.799	0.414
β	830	1462	454

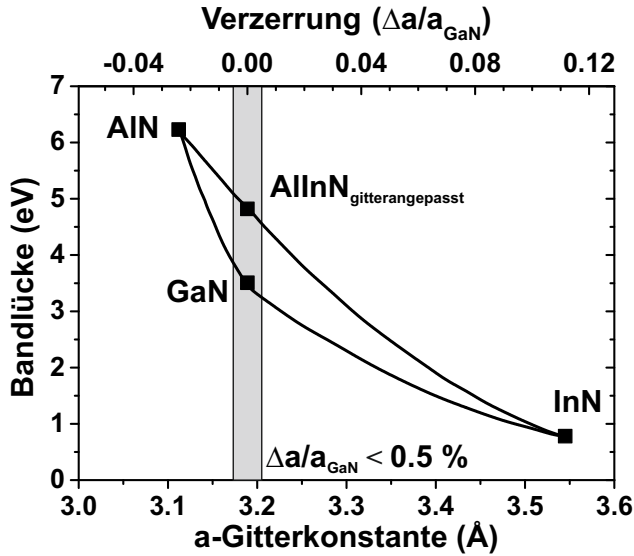


Abbildung 2.2: Bandlückenenergie der Gruppe III-Nitride abgetragen über ihrer a-Gitterkonstante. Zusätzlich ist die Gitterfehlانpassung $\Delta a/a$ in Bezug zu GaN angegeben. AlInN mit einem In-Gehalt von 18 % ist gitterangepasst zu GaN.

sogar 11.2 %. Daraus resultieren geringe kritische Schichtdicken beim Wachstum von nitridischen Heterostrukturen, die Schichten mit deutlich unterschiedlichen Zusammensetzungen aufweisen. Beispielsweise beträgt die kritische Schichtdicke von AlN auf GaN nach dem Modell von Matthews und Blakeslee nur etwa 7 nm [Mat74, Sit91]. Dieser Umstand limitiert oftmals die qualitativ hochwertige Herstellung von anspruchsvollen Halbleiterstrukturen. Die Abbildung zeigt aber auch, dass das ternäre Material AlInN bei einer bestimmten Komposition die gleiche a-Gitterkonstante wie GaN aufweist. Nach dem Vegardschen Gesetz beträgt die In-Konzentration im AlInN dafür 18 %. Gleichzeitig besitzt AlInN im Vergleich zu GaN eine größere Bandlücke, woraus ein deutlicher Brechungsindexkontrast zwischen den beiden Materialien resultiert (siehe Abschnitt 2.1.3). Das macht das Material interessant für den Einsatz in Bragg-Reflektoren [But07] oder für die Verwendung als niedrig-brechende Mantelschicht in Kantenemittern [Cha11].

2.1.2 Polarisierungseffekte

Die nicht vorhandene Inversionsymmetrie des Wurtzit-Kristalls führt zu einer polaren Achse der Nitride in [0001]-Richtung. Üblicherweise sind MOVPE-gewachsene Schichten Metall-polar. In dieser Polarität können glatte Oberflächen des Kristalls realisiert werden, während N-polares Material meist durch eine hohe Rauigkeit gekennzeichnet ist [Pon96]. Durch die reduzierte Symmetrie des Wurtzitgitters weisen die Nitride eine spontane Polarisation \vec{P}^{sp} auf, welche durch den stark ionischen Charakter der Metall-Stickstoff-Bindung noch verstärkt wird. Die zunehmende Abweichung der Kristallstruktur vom idealen Wurtzitgitter (von GaN zu InN zu AlN) führt somit zur höchsten spontanen Polarisation bei AlN. Zudem weist der piezoelektrische Tensor des Wurtzitgitters drei unabhängige, nicht-verschwindende Komponenten auf, sodass eine Verspannung des Materials zu einer

zusätzlichen piezoelektrischen Polarisation \vec{P}^{pz} führt. Die makroskopische Gesamtpolarisation \vec{P}^{tot} ergibt sich dann aus der Summe aus der spontanen und der piezoelektrischen Polarisation.

$$\vec{P}^{tot} = \vec{P}^{sp} + \vec{P}^{pz} \quad (2.4)$$

Die Gesamtpolarisation verursacht ein elektrostatisches Feld \vec{E} in der Schicht:

$$\vec{E} = \frac{\vec{P}^{tot}}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (2.5)$$

mit ε_0 als Dielektrizitätskonstante des Vakuums und ε als Dielektrizitätskonstante des Materials. In dicken Schichten wird dieses elektrische Feld jedoch von freien Ladungsträgern abgeschirmt. Beim Wachstum von nitridischen Heterostrukturen (wie z.B. Quantenfilmen) führt die unterschiedliche Polarisation der Materialien zur Erzeugung von Ladungen an den Grenzflächen, woraus ein starkes elektrisches Feld in den QWs resultiert. So treten in typischen InGaN/GaN QWs Feldstärken von über 1 MV/cm auf [Lef01]. Dieses Feld führt zu einer Verkipfung des Valenz- und Leitungsbands, wie in Abb. 2.3 schematisch dargestellt ist. Dadurch resultieren zwei Effekte, die als Quantum-confined Stark-Effekt zusammengefasst und beschrieben werden [Mil84]. Zum einen wird der rechteckige Potentialtopf zu einem dreiecksförmigen Potentialtopf verzerrt. Dies führt zu einer örtlichen Trennung der Wellenfunktionen des Elektrons und des Lochs, die an den gegenüberliegenden Seiten des QWs lokalisiert werden. Dadurch verringert sich der Überlapp zwischen den Wellenfunktionen, was eine Reduktion der Übergangswahrscheinlichkeit zur Folge hat und zur Absenkung der internen Quantenausbeute führt. Der andere Effekt ist die Absenkung der Übergangsenergie um den Faktor $-e d_{QW} |\vec{E}|$ [But08], wobei e die Elementarladung

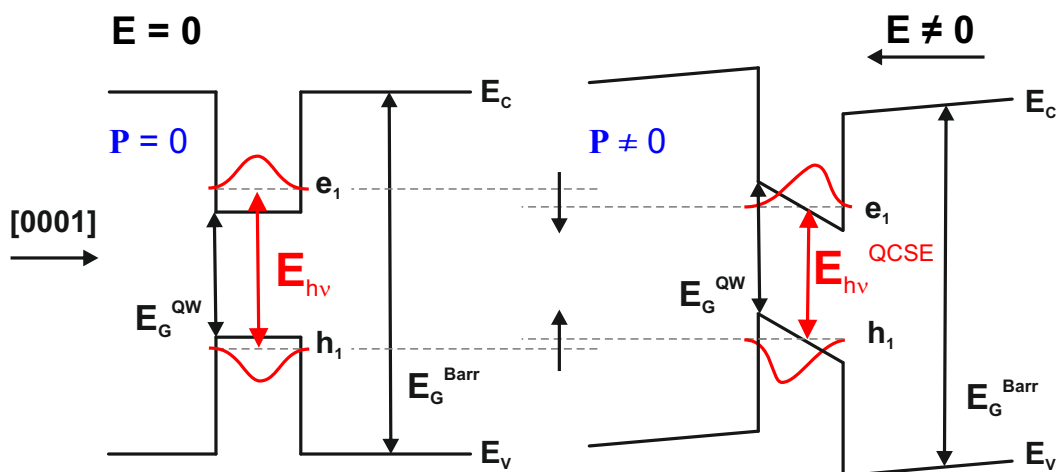


Abbildung 2.3: Einfluss eines internen elektrischen Feldes auf den Potentialverlauf eines InGaN/GaN Quantenfilms nach [Bas12].

und d_{QW} die Dicke des QWs bezeichnen. Somit tritt bei dickeren QWs eine stärkere Rotverschiebung der Übergangsenergie auf. Insbesondere kann bei stark ausgeprägtem QCSE die Übergangsenergie der Quantenstruktur kleiner als die Bandlücke des Volumenmaterials, aus dem der QW besteht, werden.

Die starken Polarisationsunterschiede sind allerdings hilfreich in der Leistungselektronik bei der Herstellung von nitridischen HEMTs. Standardmäßig bestehen GaN-basierte HEMTs aus einer AlGaN-Schicht mit einem Al-Gehalt im Bereich von etwa 30 % auf einem GaN-Puffer [Amb00, Zha00, Mis02, Pal06]. Beim Heteroübergang der beiden Materialien tritt eine Bandverbiegung auf, wobei die Leitungsbandunterkante des GaNs in einem eng lokalisierten Bereich unterhalb des Fermi-Niveaus liegt. Auf Grund der unterschiedlichen Polarisation entstehen an der Grenzfläche Polarisationsladungen und der Potentialtopf wird mit Ladungsträgern angereichert, sodass eine Dotierung des Barrierenmaterials nicht nötig ist. Die im Potentialtopf gefangenen Ladungsträger bilden ein hochleitfähiges zweidimensionales Elektronengas (2DEG), welches über eine an der Gate-Elektrode angelegte Spannung verarmt oder angereichert werden kann.

Auch in diesem Anwendungsfeld ist AlInN ein vielversprechendes Material. Bei AlGaN/GaN Transistoren kann aufgrund der Gitterfehlpassung die Al-Konzentration für größere Polarisationsunterschiede nicht beliebig erhöht werden, ohne dass die Strukturen degradieren. Die Verwendung von gitterangepasstem AlInN umgeht dieses Problem und bietet gleichzeitig einen höheren Polarisationsprung zu GaN. Dadurch können sehr hohe Ladungsträgerdichten im 2DEG erzielt werden, was AlInN-basierte HEMTs sehr interessant für Hochleistungsanwendungen macht [Dad05].

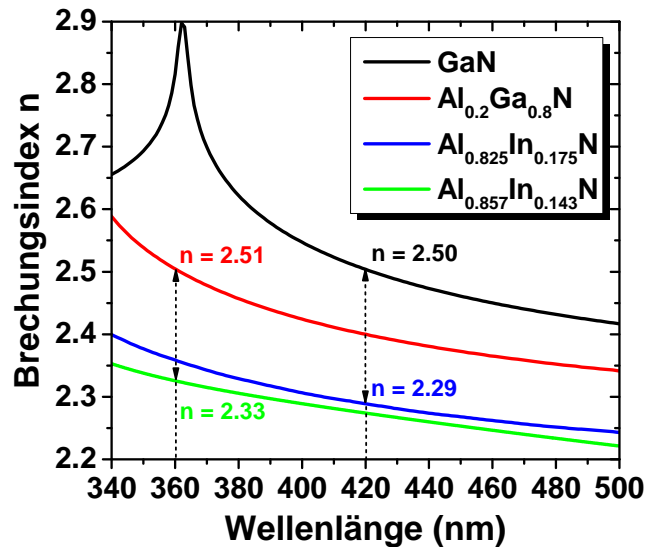
2.1.3 Brechungsindizes

Die großen Unterschiede der Bandlücken der Nitride sind gleichzeitig mit deutlichen Änderungen der dielektrischen Funktionen verbunden. Somit weisen die Vertreter des Materialsystems signifikante Unterschiede der Brechungsindizes auf. Im Transparenzbereich der Halbleiter kann der Brechungsindex über die erste Ordnung der Sellmeier-Gleichung beschrieben werden [Kaw97]:

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{A_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (2.6)$$

mit A_0 und λ_0 als Fitparameter. Analytische Ausdrücke und Fitparameter für die Brechungsindizes von AlGaN und InGaN sind in [Bal01, Law01, AV03, Gol07] zu finden. Experimentelle Daten sind beispielsweise für AlGaN in [Bru97], für InGaN in [San05] und für verspannte AlInN-Schichten in [Asc10] oder [Sak10] publiziert. Die unterschiedlichen Brechungsindizes ermöglichen die Herstellung von Lichtwellenleitern für Laser-Heterostrukturen. Die Materialkombination AlN/GaN weist beispielsweise einen Brechungsindexkontrast von etwa $\Delta n/n = 0.16$ auf. Dadurch ließe sich in Kantenemittern eine sehr effektive Modenföhrung gewährleisten und hochreflektierende DBR könnten aus der Kombination von

Abbildung 2.4: Brechungsindizes von GaN und $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ und dem jeweils dazu gitterangepassten AlInN mit einem In-Gehalt von etwa 18 % bzw. 15 % [Sak10]. Die Kombination von gitterangepasstem GaN/AlInN bietet bei $\lambda = 420 \text{ nm}$ einen Brechungsindexkontrast von ca. 8.5 % und die Kombination von AlGaIn/AlInN bei $\lambda = 360 \text{ nm}$ einen Kontrast von etwa 7 %.



AlN/GaN hergestellt werden. Die hohe Gitterfehlanpassung führt jedoch zu einer Degradation des Kristalls bei Kombination dieser Schichten. Aus diesem Grund werden bei Kantenemittern meist dicke AlGaIn-Schichten mit Al-Konzentrationen im Bereich von 10 % als Mantelschichten verwendet. Die Kombination von (Al)GaIn und AlInN bietet hingegen die Möglichkeit von gitterangepasstem Wachstum und weist gleichzeitig einen deutlichen Brechungsindexkontrast auf. Abbildung 2.4 zeigt die mittels spektroskopischer Ellipsometrie bestimmten Brechungsindizes der Materialien, welche in Kapitel 4 als $\lambda/4$ -Schichten für gitterangepasste Bragg-Reflektoren verwendet wurden. Bei Verwendung von GaN und gitterangepasstem AlInN im DBR liegt bei einer Wellenlänge von 420 nm ein Brechungsindexkontrast von 8.5 % vor. Beim Wachstum von AlGaIn/GaN DBRs würde ein Al-Gehalt von etwa 50 % nötig sein, um den gleichen Brechungsindexkontrast zu erhalten [Bru97, Car05b]. Dabei würde eine extrem hohe Gitterfehlanpassung von 1.2 % zwischen den DBR-Schichten resultieren. Für die Herstellung von DBRs im nahen UV-Bereich lässt sich AlGaIn mit einem Al-Gehalt von etwa 20 % mit $\text{Al}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{N}$ kombinieren. Bei einer Zielwellenlänge von 360 nm erreicht diese Materialkombination einen Brechungsindexkontrast von ca. 7 %.

2.2 Metallorganische Gasphasenepitaxie von Gruppe III-Nitriden

Die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) hat sich zum wichtigsten technischen Verfahren zur Herstellung von optoelektronischen und leistungselektronischen Verbindungshalbleiterbauelementen entwickelt. Die Methode erlaubt die Herstellung von hochwertigen Halbleiterschichten, wobei die Dicke der gewachsenen Schichten bis in den Submonolagenbereich kontrolliert werden kann. Daneben sind die Hydridgasphasenepitaxie (HVPE) und die Molekularstrahlepitaxie (MBE) zwei weitere bedeutende Verfahren. Die HVPE bietet sehr hohe Wachstumsraten und ermöglicht die Herstellung von dicken GaN-Volumenkristallen mit geringer Versetzungsdichte, die als freistehende GaN-Substrate verwendet werden können

[Ric05]. Allerdings lassen sich mit dem Verfahren nur bedingt Halbleiter-Heterostrukturen herstellen, deren Eigenschaften empfindlich von der Dicke der Schichten abhängen. Das MBE-Verfahren findet weit entfernt vom thermodynamischen Gleichgewicht unter Ultrahochvakuum statt. Hier werden die metallischen Ausgangsmaterialien aus geheizten Effusionszellen und atomarer Stickstoff aus einer Plasmaquelle als gerichtete Molekularstrahlen auf das geheizte Substrat geleitet. Das Verfahren bietet eine sehr hohe Schichtreinheit und erlaubt scharfe Grenzflächen. Durch die Möglichkeit das Wachstum in-situ mittels Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion (RHEED) sehr genau zu überwachen, ist die MBE für Forschungsanwendungen und die Herstellung von Nanostrukturen geeignet. Die geringere Wachstumstemperatur im Vergleich zu anderen Verfahren macht die Methode außerdem interessant für das Wachstum von Indium-reichen Verbindungen [Dau97, Fab15].

Bei der metallorganischen Gasphasenepitaxie liegen die Ausgangsstoffe (Präkursoren) in Form von metallorganischen Verbindungen (z.B. Trimethylgallium) oder Hydriden (z.B. Ammoniak, Silan) vor. Dabei befinden sich die Metallorganika in temperaturstabilisierten Bubbler, um einen konstanten Dampfdruck des Metallorganikums zu gewährleisten. Der gesättigte Dampf über der Verbindung wird mit Hilfe eines Trägergases (Wasserstoff oder Stickstoff) in den Reaktor geleitet, in dem die Ausgangsstoffe über dem geheizten Substrat zerlegt und anschließend adsorbiert werden. Die typische Wachstumstemperatur von GaN liegt im Bereich von 1000 °C, wodurch eine große Diffusionslänge der Adatome und eine effektive Zerlegung gewährleistet wird. Als Bruttoreaktionsgleichung lässt sich unter Vernachlässigung der vielfältigen Nebenreaktionen folgende Gleichung aufstellen:



Für das epitaktische Wachstum können drei verschiedene Temperaturbereiche definiert werden. Bei niedrigen Temperaturen ist die Zerlegung der Präkusoren unvollständig. In diesem kinetisch begrenzten Bereich ist die Wachstumsrate stark temperaturabhängig, da die Zerlegung der Reaktanten eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur aufweist. Bei höheren Temperaturen schließt sich der diffusionsbegrenzte Bereich an. Hier findet eine nahezu vollständige Zerlegung statt und die Wachstumsgeschwindigkeit wird durch die näherungsweise temperaturunabhängige Diffusionsgeschwindigkeit bestimmt. Somit wird die Wachstumsgeschwindigkeit durch das Angebot der Ausgangsstoffe beeinflusst. Bei noch höheren Temperaturen kommt es vermehrt zu Vorreaktionen und durch den erhöhten Dampfdruck des Halbleiters nimmt die Desorption stark zu. Dadurch nimmt die Wachstumsrate bei weiterer Erhöhung der Temperatur drastisch ab.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben wurden in einem horizontalen Aixtron 200/4 RF-S Einzelwafer-Reaktor hergestellt. Der schematische Aufbau und eine Fotografie des Reaktors sind in Abb. 2.5 dargestellt. Die Strukturen wurden auf 2-Zoll c-planaren Saphirsubstraten mit einem off-cut von 0.25° in m-Richtung gewachsen. Das Wachstum auf Fremdsubstraten

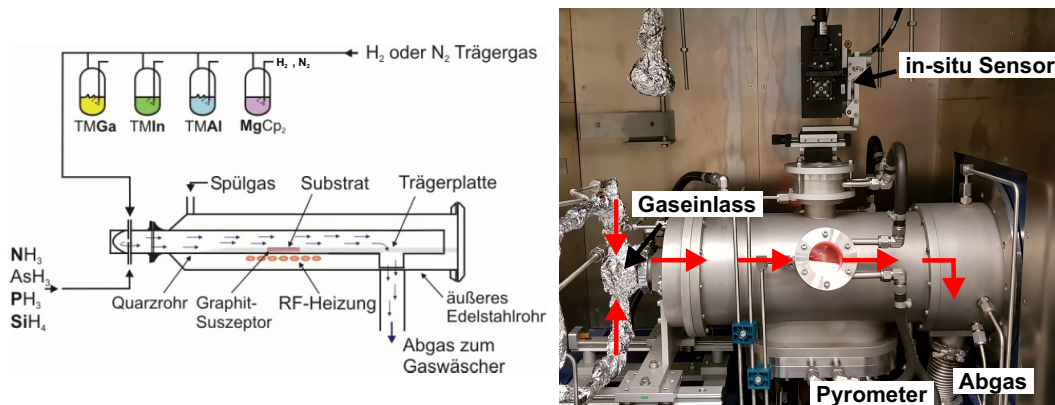


Abbildung 2.5: Schema und Fotografie des verwendeten MOCVD-Reaktors.

ist mit Nachteilen bzw. Herausforderungen verbunden. So beträgt die Gitterfehlpassung von GaN und Saphir 13.9% [Liu02], wodurch eine hohe Versetzungsdichte in den Halbleiterschichten resultiert. Hochqualitatives MOVPE-gewachsenes GaN auf Saphir besitzt Versetzungsdichten im unteren 10^8 cm^{-2} -Bereich [Mor09a]. Interessanterweise sind die optischen Eigenschaften von GaN-basierten LEDs vergleichsweise unempfindlich gegenüber den strukturellen Defekten [Les95] und es lassen sich trotz dieser hohen Versetzungsdichten blaue LEDs mit internen Quanteneffizienzen von über 80% realisieren [Nar10, Nak13]. Da Saphir ein Isolator ist, weist es zudem eine schlechte Wärmeleitfähigkeit auf und Rückseitenkontakte auf dem Substrat können nicht verwendet werden. Ein weiterer Nachteil der Heteroepitaxie ist der große Unterschied des thermischen Expansionskoeffizienten von Halbleiterstruktur und Substrat. Saphir besitzt einen größeren Expansionskoeffizienten als GaN, wodurch es sich beim Abkühlen von Wachstumstemperatur stärker zusammenzieht. Dies führt zu einer kompressiven Verspannung des GaNs beim Abkühlen und eine starke konvexe Krümmung des Wafers resultiert, welche die großflächige Prozessierung von Bauelementen erschwert. In den letzten Jahren hat sich Silizium als alternatives Substrat für LEDs und FETs entwickelt [Dad15]. Vorteile gegenüber Saphir sind die geringeren Substratkosten, die bessere Wärmeleitfähigkeit, die Möglichkeit von Rückseitenkontakten, sowie das leichtere Ablösen des Si-Substrats durch nasschemisches Ätzen [Lee16]. Allerdings besitzt Silizium einen kleineren Ausdehnungskoeffizienten als GaN, wodurch die Schichten beim Abkühlprozess tensil verspannt werden und oftmals reißen. Hier bedarf es eines effektiven Spannungsmanagements durch Einbringen von verspannungsinduzierenden Al(Ga)N-Zwischenschichten, um Rissbildung zu vermeiden [Dad00, Fri12b]. Aus diesem Grund sind Si-Substrate für die Herstellung von hochreflektierenden DBRs mit vielen Schichtpaaren weniger geeignet.

Abbildung 2.6 zeigt die Oberflächenmorphologie einer GaN-Pufferstruktur auf Saphir, die als Basis für das Wachstum der AlInN-Einzelschichten und die Mikrokavitäten im blauen Spektralbereich genutzt wurde. Die Oberfläche ist durch Stufenflusswachstum gekennzeichnet und besitzt eine rms-Rauigkeit von 0.25 nm auf einer $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -Skala. Bei

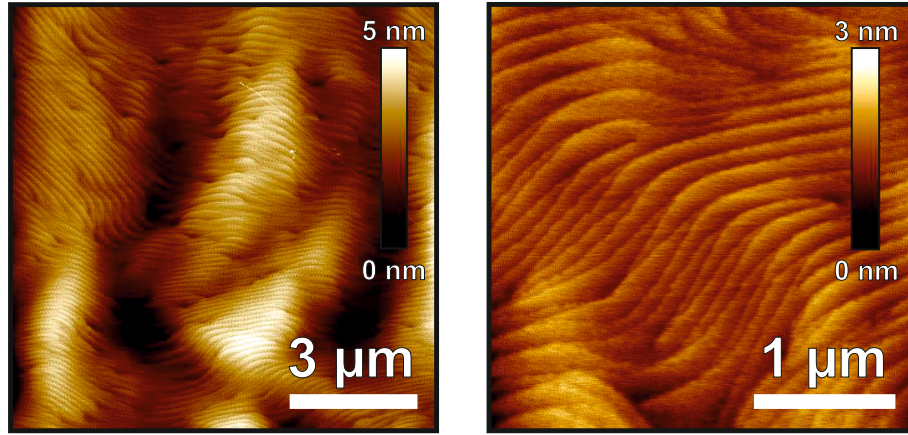


Abbildung 2.6: AFM Bilder der Oberflächenmorphologie des GaN Puffers

der Herstellung des GaN-Puffers wird zunächst eine Tieftemperatur-AlN Keimschicht ($T_{\text{set}} = 670^\circ\text{C}$) auf dem Saphirsubstrat gewachsen, gefolgt von einer 200 nm dicken AlN-Schicht, die bei einer Prozesstemperatur von 1200°C unter geringem V/III-Verhältnis gewachsen wurde und einer 100 nm dicken gradierten AlGaN-Schicht, deren Al-gehalt linear nach oben hin abnimmt. Darauf wird eine in-situ SiN-Nanomaske abgeschieden, welche die Oberfläche der Probe partiell bedeckt und die Dicke einer Monolage besitzt [Mar13]. Auf der Maske wird anschließend eine über $2\ \mu\text{m}$ dicke GaN-Schicht gewachsen. Dabei wächst das GaN nur auf den unbedeckten AlGaN-Flächen in einem dreidimensionalen Wachstumsmodus auf. An den Facetten der anfänglichen GaN-Inseln werden Versetzungen gebogen und knicken ab. Dabei bilden sie Schleifen und es kommt zur Annihilation von Versetzungen. Dies führt zu einer drastisch verringerten Versetzungsdichte im GaN-Puffer [Lah99, Sag05, Rie06].

Mit Hilfe von Röntgenbeugungs- ω -Scans am (0002) und (10 $\bar{1}$ 0)-GaN-Reflex (siehe Abschnitt 2.4.2) lassen sich Erkenntnisse über die kristalline Qualität der Pufferstruktur gewinnen. Die ω -Halbwertsbreite des (0002)-Reflexes der untersuchten Pufferstruktur beträgt 0.072° (259'') und des (10 $\bar{1}$ 0)-Reflexes 0.081° (291''). Aus diesen Werten lässt sich die Dichte der Schraubenversetzungen ρ_s und Stufenversetzungen ρ_e in der Halbleiterschicht nach folgenden Formeln abschätzen [Met98]:

$$\rho_s = \frac{\Delta\omega_s^2}{4.35b_s^2} \quad (2.8)$$

$$\rho_e = \frac{\Delta\omega_e^2}{4.35b_e^2} \quad (2.9)$$

mit $\Delta\omega_s$ und $\Delta\omega_e$ als Halbwertsbreiten der ω -Scans am (0002) bzw. (10 $\bar{1}$ 0)-Reflex. b_s und b_e bezeichnen den Betrag des Burgervektors der Schrauben bzw. Stufenversetzung. Für

Schraubenversetzungen entspricht dies der GaN c -Gitterkonstanten und für Stufenversetzungen der a -Gitterkonstanten von GaN. Daraus ergibt sich eine Dichte von $1.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ Schraubenversetzungen und $4.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ Stufenversetzungen.

Anlagenbedingt lässt sich ein lateraler Schichtdickengradient über den Wafer nicht ausschließen. Zwar wird durch Rotation des Wafers ein rotationssymmetrisches Dickenprofil sichergestellt, jedoch kann die Wachstumsrate durch Vorreaktionen, Temperaturgradienten, die unregelmäßige Verarmung der Reaktionspartner in der Gasphase oder Abweichungen vom laminaren Gasstrom eine Abhängigkeit von der Position im Reaktor aufweisen. Beispielsweise sind in dieser Arbeit hergestellte GaN-Schichten in der Wafermitte dicker als am Waferrand. Diesem Dickengradienten kommt bei der Herstellung von Mikrokavitäten eine besondere Bedeutung zu, da bei einem Resonator die Dicke der Kavität und die Schichtdicken im Bragg-Reflektor aufeinander abgestimmt sein müssen. So führt die Änderung der Schichtdicke entlang des Waferradius zu einer Verschiebung der Stoppposition.

2.3 Oberflächenemittierende Laser

Abbildung 2.7 zeigt den Vergleich zwischen dem prinzipiellen Aufbau eines kantenemittierenden Lasers und eines oberflächenemittierenden Lasers (VCSELs). Beim Kantenemitter ist die optisch aktive Schicht in einen Wellenleiter eingebettet. Dieser Wellenleiter ist auf beiden Seiten durch eine niederbrechende Mantelschicht umgeben, welche die Modenführung ermöglicht und optische Verluste in das Substrat oder durch die Probenoberfläche verhindert. Bei diesem Laser wird das Licht über die Bruchkante, also senkrecht zur Wachstumsrichtung, emittiert. Dabei ist die Laseremission durch eine hohe Divergenz senkrecht zur Ebene der aktiven Zone gekennzeichnet. Demgegenüber steht der oberflächenemittierende Laser. Hier befindet sich die Kavität mit der optisch aktiven Zone zwischen zwei hochreflektierenden DBRs, die das in Wachstumsrichtung emittierte Licht in der Kavität einsperren. Wenn die optische Verstärkung größer ist als die Verluste, kommt es zu induzierter Emission und Laserstrahlung tritt aus der Oberfläche aus. Die wesentlich kleinere Kavitätsdicke bei VCSELn führt zu deutlich geringeren Schwellwerten im Vergleich zu Kantenemittern und ermöglicht die Realisierung von Einzelmoden-Lasern.

Für optoelektronische Anwendungen im sichtbaren Spektralbereich wird bei den Gruppe III-Nitriden fast immer ein InGaN/GaN-Mehrfachquantengraben als optisch aktives Medium genutzt. Um Laseremission in VCSELn zu realisieren werden Spiegel mit extrem hohen Reflektivitäten von über 99 % benötigt. Dies lässt sich bei Betrachtung der notwendigen Verstärkung des aktiven Materials zum Erreichen des Schwellwertes (g_{th}) abschätzen. Vernachlässigt man alle internen optischen Verluste und betrachtet nur die

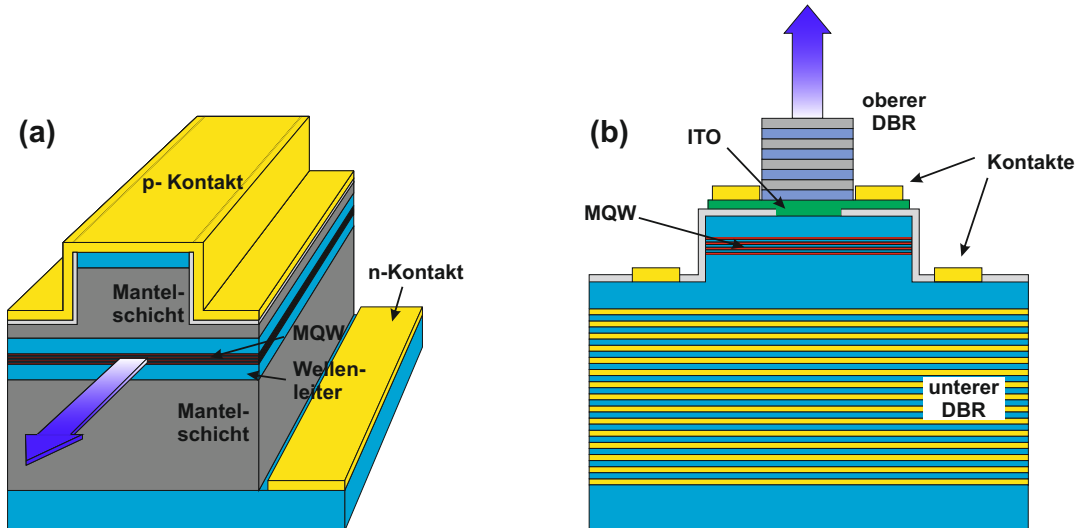


Abbildung 2.7: Schematischer struktureller Aufbau eines kantenemittierenden Lasers (a) und eines VCSELS (b). Der Pfeil symbolisiert die jeweilige Richtung der Lichtemission.

externen optischen Verluste durch die Spiegel, ergibt sich die notwendige Verstärkung zu [Kre99]:

$$g_{th} = \frac{1}{2L_{akt}} \ln\left(\frac{1}{R_u R_o}\right) \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet L_{akt} die Dicke der aktiven Schicht (also die Gesamtdicke der InGaN-Schichten), und R_u und R_o entsprechen den Reflektivitäten der beiden Spiegel, zwischen denen sich das aktive Medium befindet. Aus der Formel ist ersichtlich, dass bei geringerer Dicke der aktiven Schicht höhere Reflektivitäten benötigt werden. Für einen typischen InGaN-Quantenfilm lässt sich bei realistischen Ladungsträgerdichten eine Verstärkung von 10^4 cm^{-1} annehmen [Par03a]. Bei einer typischen Gesamtdicke der aktiven Schichten von 10 nm, ergibt sich für das Produkt der Reflektivitäten der beiden Spiegel ein Wert von von 0.98. Das bedeutet also, dass beide Spiegel eine Reflektivität von 99 % aufweisen müssen, damit induzierte Emission auftreten kann. Solche Reflektivitäten lassen sich nicht mit Metallspiegeln realisieren, da diese nur Reflektivitäten von knapp über 90 % aufweisen. Um die benötigten Reflektivitäten zu verwirklichen, werden Bragg-Reflektoren (engl.: Distributed Bragg reflector, DBR) als Spiegel verwendet. Diese DBRs bestehen aus einer periodischen Abfolge zweier Materialien, welche einen unterschiedlichen Brechungsindex aufweisen. Bei der richtigen Dicke der DBR-Schichten kommt es im gewünschten Wellenlängenbereich durch Mehrfachreflexionen zu konstruktiver Interferenz der Lichtstrahlen und es bildet sich ein sogenanntes Stoppband mit sehr hohen Reflexionswerten aus. Bei kantenemittierenden Lasern ist die Dicke der aktiven Schicht in Emissionsrichtung wesentlich höher (im mm-Bereich), sodass hier die Reflektivität der Halbleiter/Luft-Grenzfläche an der Bruchkante bereits ausreicht, um stimulierte Emission zu erzielen.

2.3.1 Bragg-Reflektoren

Bei Bragg-Reflektoren handelt es sich um Strukturen, bei denen zwei Materialien mit verschiedenen Brechungsindizes n_1 und n_2 periodisch aufeinander abgeschieden werden. Dabei werden die Dicken d_1, d_2 der einzelnen Schichten so gewählt, dass die optische Weglänge einem Viertel der Wellenlänge λ_0 entspricht, bei der das maximale Reflexionsvermögen erzielt werden soll.

$$d_{1,2} = \frac{\lambda_0}{4n_{1,2}} \quad (2.11)$$

Propagiert Licht durch den DBR, kommt es an jeder Grenzfläche zu einer teilweisen Reflexion des Lichts. Bei der Wellenlänge, für die der DBR entworfen wurde, tritt eine konstruktive Interferenz dieser reflektierten Teilstrahlen auf. Es entsteht ein Wellenlängenbereich, der als Stoppband bezeichnet wird, in dem der DBR eine sehr hohe Reflektivität aufweist. Die maximale Reflektivität, die im Stoppband erreicht wird, wird durch den Brechungsindexkontrast der beiden Materialien und durch die Anzahl der Schichtpaare, aus denen der DBR besteht, bestimmt. Sie berechnet sich zu [Mic13]:

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_c} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_c} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (2.12)$$

mit $n_1 < n_2$. n_c steht für den Brechungsindex des Materials, aus dem die Welle auf den DBR einfällt und n_s für das Material, in welches die Welle transmittiert wird. Im Falle eines oberen DBRs einer Mikrokavität würde n_s beispielsweise dem Brechungsindex von Luft entsprechen. Die Breite des Stoppbands hängt ebenfalls vom Brechungsindexkontrast ab. Je höher der Unterschied zwischen den jeweiligen Brechungsindizes der Materialien ist, umso größer ist auch die Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{Stop}$ [Mic13]:

$$\Delta\lambda_{Stop} = \frac{2\lambda_0\Delta n}{\pi n_{eff}} \quad (2.13)$$

Dabei steht Δn für die Differenz zwischen den Brechungsindizes $|n_1 - n_2|$ und n_{eff} für den effektiven Brechungsindex. Dieser berechnet sich zu:

$$n_{eff} = 2 \left(\frac{1}{n_2} + \frac{1}{n_1} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Bei einem geringen Brechungsindexkontrast der Materialien entspricht der effektive Brechungsindex ungefähr dem arithmetischen Mittel der beiden Brechungsindizes. Im Gegensatz zu metallischen Spiegeln dringt das elektrische Feld weit in den DBR ein und klingt

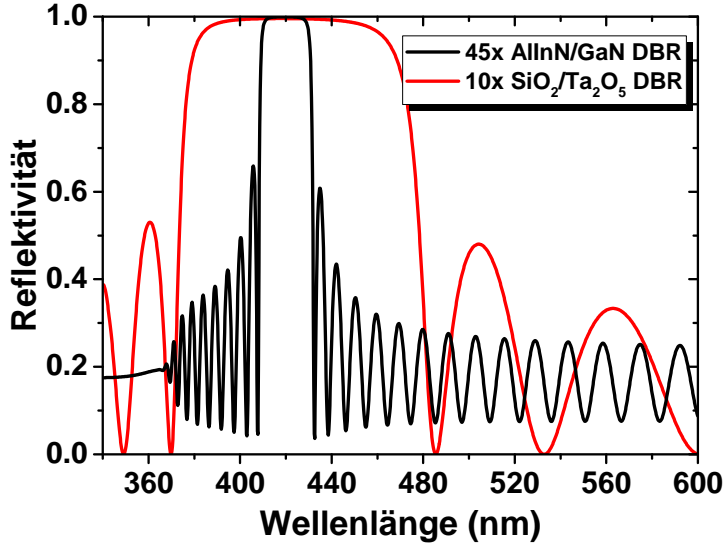


Abbildung 2.8: Simulation des Reflexionsspektrums für einen gitterangepassten GaN/AlInN DBR mit 45 Schichtpaaren und einen dielektrischen SiO₂/Ta₂O₅ DBR mit 10 Schichtpaaren.

dort exponentiell ab. Man kann eine effektive Länge des Spiegels bzw. Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den DBR d_{eff} definieren [Cos13, Mic13]:

$$d_{eff} \approx \frac{d_1 + d_2 \frac{n_2 + n_1}{n_2 - n_1}}{4} \approx \frac{\lambda_0}{4\Delta n} \quad (2.15)$$

Mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen lässt sich das Reflexionsspektrum eines DBRs berechnen, wenn die dielektrischen Funktionen der Materialien bekannt sind. In Abbildung 2.8 sind Simulationen für einen 45-paarigen epitaktischen GaN/AlInN DBR und einen 10-paarigen dielektrischen SiO₂/Ta₂O₅ DBR mit einer Stopbandwellenlänge von 420 nm dargestellt. Die ellipsometrisch bestimmten Brechungsindizes bei $\lambda = 420$ nm betragen: $n_{\text{GaN}} = 2.5$, $n_{\text{AlInN}} = 2.29$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.47$ und $n_{\text{Ta}_2\text{O}_5} = 2.06$.

Der Brechungsindexkontrast zwischen SiO₂ und Ta₂O₅ ist mit etwa 25 % also deutlich höher als für die nitridischen Materialien. Dementsprechend ist die Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den Spiegel kleiner und 10 Schichtpaare sind bereits ausreichend, um Reflexionswerte von über 99 % zu erzielen. Im vorliegenden Beispiel beträgt die maximale Reflektivität des epitaktischen Spiegels $R = 99.94$ % und die des dielektrischen Spiegels $R = 99.6$ %. Wie der Ausdruck 2.13 vorhersagt, führt der erhöhte Brechungsindexkontrast des dielektrischen DBRs zu einem wesentlich breiteren Stopband ($\Delta\lambda \approx 100$ nm). Beim epitaktischen DBR beträgt die Breite des Stopbands $\Delta\lambda = 24$ nm.

Aufgrund des geringeren Brechungsindexkontrasts des epitaktischen AlInN/GaN DBRs werden vergleichsweise viele Spiegelpaare für hohe Reflektivitäten benötigt. Nach Ausdruck 2.12 setzt eine maximale Reflektivität von 99 % etwa 35 Schichtpaare voraus. Abbildung 2.9 zeigt eine Simulation der Entwicklung der spektralen Charakteristik eines solchen DBRs während des Wachstumsprozesses. Die Simulation wurde für die Wachstumstemperatur der AlInN-Schichten (780 °C) unter Verwendung von realistischen Wachstumsraten der Schichten durchgeführt. Nach einigen DBR-Perioden bildet sich ein ausgeprägtes Stopband bei $\lambda = 445$ nm heraus. Durch die zunehmende Gesamtdicke der Struktur verringert sich

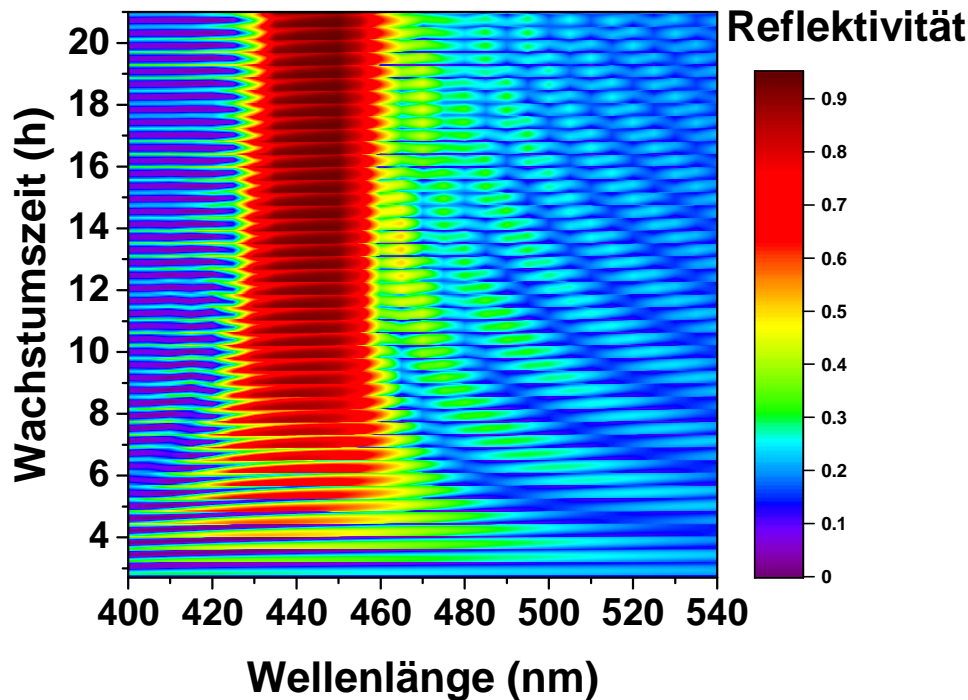


Abbildung 2.9: Simulation der Evolution der Reflektivität eines 45-paarigen AlInN/GaN DBRs während des Prozesses bei Wachstumstemperatur der AlInN-Schichten (780 °C).

der Abstand der Oszillationen auf der langwelligen Seite des Stoppbandes. Auf der kurzwelligen Seite sind keine Seitenbandoszillationen erkennbar, da bei Wachstumstemperatur die reduzierte Bandlücke von GaN zur Absorption von Licht in diesem Wellenlängenbereich führt. Aus diesem Grund erreicht die Reflektivität des DBR auch nur einen Maximalwert von 94 %. Das Abkühlen der Probe führt zur Erhöhung der Bandlücken der DBR-Schichten, wodurch die Absorption verschwindet und die Reflektivität auf über 99 % ansteigt. Damit verbunden verändern sich auch die Brechungsindizes, sodass es zu einer Blauverschiebung des Stoppbands kommt.

2.3.2 Planare Mikrokavitäten

Eine planare Mikrokavität besteht im allgemeinen aus zwei Spiegeln zwischen denen sich ein „Hohlraum“ (Kavität) befindet. Bei Halbleiter-basierten Mikrokavitäten wird üblicherweise ein optisch verstärkendes Material zwischen zwei hochreflektierenden DBRs eingebettet. Wenn die optische Dicke der Kavität d_{Kav} einem ganzzahligen Vielfachen N der halben Wellenlänge entspricht, ist die Resonanzbedingung erfüllt und es bildet sich ein Stehwellenfeld aus:

$$d_{Kav} = \frac{N\lambda}{2n} \quad (2.16)$$

Besteht die Kavität aus dem gleichen Material wie die hochbrechenden Schichten des

DBRs (z.B. GaN-Kavität in Verbindung mit einem AlInN/GaN DBR) bilden sich Maxima des elektrischen Feldes am Rand der inneren Kavität aus. Somit bildet sich in dieser Konfiguration erst bei einer λ -Kavität ein erster Wellenbauch in der Mitte der Kavität aus. Bei Verwendung von AlInN als Kavitätsmaterial entstehen Knoten des E-Feldes an den an den Rändern der Kavität, sodass hier bei einer $\lambda/2$ -Kavität genau ein Wellenbauch in der Mitte der Kavität entstehen würde. In der Praxis werden bei AlInN/GaN-basierten Mikrokavitäten die Quantenfilme in eine GaN-Kavität eingebettet, da durch die Verwendung von GaN glattere Grenzflächen im Mehrfachquantenfilm realisiert werden können und das AlInN bei Überschreitung einer kritischen Schichtdicke degradiert, wie in Kapitel 3 gezeigt wird.

Mit der Kenntnis über die effektiven Dicken des oberen und unteren DBRs $d_{eff,1}$ und $d_{eff,2}$ kann durch Addition mit der Dicke der inneren Kavität d_{Kav} die effektive Gesamtdicke der Kavität errechnet werden.

$$L_{eff} = d_{Kav} + d_{eff,1} + d_{eff,2} \quad (2.17)$$

Bei einer hybriden GaN-basierten Mikrokavität mit epitaktischem unteren AlInN/GaN DBR, oberen dielektrischem $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ DBR und einer GaN λ -Kavität ($d_{Kav} = 168$ nm bei $\lambda = 420$ nm) ergibt sich eine effektive Kavitätsdicke von etwa 850 nm.

Der Aufbau einer planaren Mikrokavität entspricht vom Aufbau einem Fabry-Pérot-Resonator. Das Transmissionsspektrum eines solchen Resonators ist durch schmale Transmissionsmaxima bei den Wellenlängen, welche die Resonanzbedingung erfüllen, gekennzeichnet. Das Transmissionsspektrum kann folgendermaßen berechnet werden [Chr09]:

$$T_{FP} = \frac{(t_1 t_2)^2}{1 + (r_1 r_2)^2 - 2r_1 r_2 \cos(k_0 \delta)} \quad (2.18)$$

Dabei stehen $t_{1,2}$ und $r_{1,2}$ für die Transmissions- bzw. Reflexions-Amplituden-Koeffizienten der beiden DBRs und k_0 für den Wellenvektor. δ bezeichnet den Gangunterschied zwischen zwei nacheinander reflektierten Strahlen. Unter Verwendung der effektiven Dicke der Mikrokavität und dem effektiven Brechungsindex beträgt dieser:

$$\delta = 2n_{eff}L_{eff} \cos \theta_i \quad (2.19)$$

mit θ_i als Einfallswinkel der Strahlen ($\theta_i = 0^\circ$ bei senkrechtem Einfall). Mit Hilfe der effektiven Kavitätsdicke kann der spektrale Abstand der longitudinalen Moden bzw. freie Spektralbereich der Mikrokavität $\Delta\lambda_l$ berechnet werden [Mic13]:

$$\Delta\lambda_l \approx \frac{\lambda^2}{2L_{eff}n_{eff}} \quad (2.20)$$

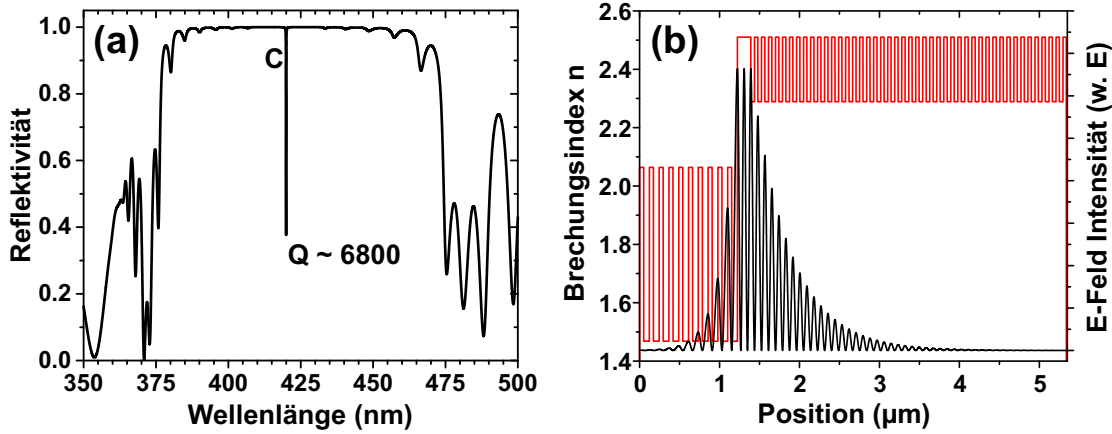


Abbildung 2.10: Simulation des Reflexionsspektrums für eine hybride Mikrokavität mit leerer GaN- λ -Kavität (a). Es wird ein theoretischer Q-Faktor von $Q = 6800$ erreicht. Brechungsindexverlauf in Wachstumsrichtung und simulierte Feldverteilung innerhalb der Mikrokavität bei der Resonanzwellenlänge $\lambda = 420$ nm (b).

Bei einer hybriden GaN-basierten Mikrokavität wie in Abb. 2.10(b) ist der spektrale Abstand zur benachbarten longitudinalen Mode größer als 40 nm. Damit ist der spektrale Modenabstand größer als die Stopppandbreite des epitaktischen DBRs und auch größer als der spektrale Verstärkungsbereich, wodurch optische Verstärkung nur bei einer einzigen Mode auftritt. Die Finesse F der Kavität ist definiert als das Verhältnis des freien Spektralbereichs zur Linienbreite $\delta\lambda$ der Kavitätsmode [Kav11]:

$$F = \frac{\Delta\lambda_l}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{R_1R_2}}{1 - R_1R_2} \quad (2.21)$$

Damit nimmt die Finesse bei hohen Spiegel-Reflektivitäten hohe Werte an. In den meisten Fällen wird aber der Qualitätsfaktor Q verwendet, um die Güte der Mikrokavität zu charakterisieren. Der Q-Faktor berechnet sich aus dem Quotienten der Resonanzfrequenz der Kavität und der Halbwertsbreite dieser Resonanzfrequenz [Wil01]:

$$Q = \frac{E}{\Delta E} = \frac{2n_{eff}L_{eff}}{\lambda_0} \frac{\pi}{1 - \sqrt{R_1R_2}} \approx \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_0} \quad (2.22)$$

Der Q-Faktor ist ein Maß dafür, wie schnell die optische Energie aus der Kavität dissipiert und Q^{-1} gibt den Anteil der Energie an, welche bei einem einzigen Durchgang durch die Kavität verloren wird. Somit ist der Q-Faktor mit der Lebensdauer der Photonen τ in der Kavität verknüpft:

$$\tau = \frac{Q}{2\pi\nu} \quad (2.23)$$

mit ν als Frequenz der Photonen. Abb. 2.10 zeigt das simulierte Reflexionsspektrum und die dazugehörige Modulation des Brechungsindex mit der resultierenden Feldverteilung

in einer hybriden Mikrokavität. Dafür wurden die in Abb. 2.8 simulierten DBRs kombiniert und dazwischen eine λ -GaN-Kavität angenommen. Das Reflexionsspektrum wird dominiert vom breiten Stopband des oberen dielektrischen DBRs. Bei der Resonanzwellenlänge von $\lambda = 420 \text{ nm}$ tritt jedoch ein scharfer Einbruch in der Reflektivität auf. Dieser Einbruch markiert die spektrale Position der Kavitätsmode. Im Bereich des Stopbands kann Licht nur bei dieser Wellenlänge die Kavität verlassen. Das Stehwellenfeld bei der Resonanzwellenlänge zeigt das singuläre Maximum des E-Feldes in der Mitte der λ -Kavität und das unterschiedliche Abklingen des elektrischen Feldes in den beiden DBRs.

2.3.3 Schwache vs. starke Licht-Materie-Wechselwirkung

Bildet sich unter erfüllter Resonanzbedingung ein elektromagnetisches Stehwellenfeld in der Kavität aus, kann eine Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen den (im Maximum des E-Feldes platzierten) QWs und dem elektrischen Feld stattfinden. Für die meisten Anwendungen können die physikalischen Grundlagen der Licht-Materie-Wechselwirkung durch Fermis Goldene Regel beschrieben werden [Dir27, Kav11]. Diese beschreibt das sogenannte Regime der schwachen Kopplung, das durch eine irreversible Wechselwirkung von Licht und Materie gekennzeichnet ist. Das elektrische Feld kann dabei von einer Resonanz im Material entweder absorbiert oder emittiert werden, jedoch verhindert Dekohärenz eine erneute Interaktion der beiden Oszillatoren. Die Änderung der optischen Zustandsdichte innerhalb der Mikrokavität führt allerdings zu Änderungen in der Rekombinationsdynamik des Emitters. Die photonische Zustandsdichte ist bei der Resonanzenergie der Kavität deutlich gegenüber der Vakuum-Zustandsdichte erhöht [Vah03]. Befindet sich ein Emitter in Resonanz mit der Kavität, führt dies zu einer Erhöhung der spontanen Emissionsrate in die Kavitätsmode. Dieser Effekt wurde 1946 von Purcell beschrieben [Pur46]. Der Purcell-Faktor F_P beschreibt die Verstärkung der spontanen Zerfallsrate und ergibt sich zu [Kav11]:

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda^3}{n} \right) \frac{Q}{V_{eff}} \quad (2.24)$$

mit n als Brechungsindex der Kavität und V_{eff} als effektivem Volumen der Mode. Des Weiteren führt der Purcell-Effekt zu einer erhöhten Direktionalität der Emission, da die photonische Zustandsdichte nur in Wachstumsrichtung der Mikrokavität erhöht ist.

Bei Abwesenheit von Dekohärenz in der Mikrokavität kann Energie reversibel zwischen dem Oszillator im Material und einer Mode des elektrischen Feldes ausgetauscht werden [Rab37]. Dabei spricht man vom Regime der starken Licht-Materie-Kopplung. In nitridischen Mikrokavitäten findet die Kopplung zwischen den im QW lokalisierten Exzitonen und der Kavitätsmode statt. Weisbuch et al. [Wei92] gelang erstmalig der Nachweis von starker Kopplung in einer Halbleiter-basierten Mikrokavität.

Die Dispersion des Exzitons im Phasenraum kann mittels der kinetischen Energie eines freien Teilchens in der QW-Ebene angenähert werden:

$$E_X = E_{X0} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_X} \quad (2.25)$$

mit k_{\parallel} als Wellenzahlvektor in der Probenebene, E_{X0} als Energie des Exzitons bei $k_{\parallel} = 0$ und m_X als Gesamtmasse des Exzitons. Für die Dispersion der Grundmode der Kavität gilt [Baj12]:

$$E_C = \frac{\hbar ck}{n_{Kav}} = \frac{\hbar c}{n_{Kav}} \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2} = \frac{\hbar c}{n_{Kav}} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{L_{Kav}}\right)^2 + k_{\parallel}^2} \quad (2.26)$$

n_{Kav} ist dabei der Brechungsindex der Kavität. Die Kavitätsmode besitzt bei $k_{\parallel} = 0$ ihre minimale Energie von $E_{C0} = \frac{2\pi\hbar c}{nL_{Kav}}$. Nahe dem Minimum kann die Dispersion parabolisch durch:

$$E_C \approx E_{C0} + \frac{\hbar c L_{Kav} k_{\parallel}^2}{2n} \quad (2.27)$$

angenähert werden. Vergleichend zu Ausdruck 2.25 kann für die Kavitätsmode eine effektive Masse von $m_C = \frac{\hbar n}{cL_{Kav}}$ definiert werden. Diese ist mehrere Größenordnungen kleiner als die Masse des Exzitons [Whi96], was zu einer wesentlich stärkeren Krümmung der Kavitätsmode im Phasenraum führt. Bei Quasiresonanz der exzitonischen und photonischen Mode liegt ein 2-Niveau-System vor und die Moden koppeln aneinander. Dabei hängt die Kopplungsstärke g von der Oszillatorstärke f_{osz} , der Kavitätslänge L_{Kav} und der Anzahl der QWs N_{QW} , die an das E-Feld koppeln, ab [Lev09]:

$$g = \frac{e\hbar}{n_{Kav}} \sqrt{\frac{cf_{osz}N_{Kav}}{2m_0\varepsilon_0L_{Kav}}} \propto \sqrt{\frac{f_{osz}N_{Kav}}{L_{Kav}}} \quad (2.28)$$

mit e als Elementarladung und m_0 als Elektronenmasse. Im Regime der starken Kopplung ist die Verbreiterung der zwei Moden klein genug, sodass die emittierten Photonen periodisch vom Emitter reabsorbiert werden können, bevor sie die Kavität durch die Spiegel verlassen. Als Folge entstehen zeitabhängige Rabi-Oszillationen [Vah03]. Die Diagonalisierung des Hamilton-Operators des Systems führt zu neuen Eigenmoden, die weder Exzitonen noch Photonen sind. Die resultierenden, neuen Quasiteilchen werden Exziton-Polaritonen (kurz: Polaritonen) genannt und weisen eine Dispersion auf, die durch einen unteren (LP) und einen oberen (UP) Polaritonenzweig gekennzeichnet ist [Baj12]:

$$E_{LP} = \frac{1}{2}(E_X + i\gamma_X + E_C + i\gamma_C) - \frac{1}{2}\sqrt{(\hbar\Omega)^2 + (E_X + i\gamma_X - E_C - i\gamma_C)^2} \quad (2.29)$$

$$E_{UP} = \frac{1}{2}(E_X + i\gamma_X + E_C + i\gamma_C) + \frac{1}{2}\sqrt{(\hbar\Omega)^2 + (E_X + i\gamma_X - E_C - i\gamma_C)^2} \quad (2.30)$$

γ_X und γ_C entsprechen den homogenen Verbreiterungen der exzitonischen und photonischen Mode und Ω ist die sogenannte Vakuum-Rabi-Aufspaltung. Abbildung 2.11(a) verdeutlicht die Dispersion der Polaritonenzweige sowie der ungekoppelten Moden für eine Mikrokavität mit negativer Verstimmung Δ . Die Verstimmung ist definiert als energetische Differenz der ungekoppelten photonischen und exzitonischen Moden bei $k_{\parallel} = 0$. Die Polaritonenzweige zeigen ein Anticrossing mit einer minimalen Energieaufspaltung von Ω_{VRS} bei verschwindender Verstimmung der Kavität ($\Delta = 0$). Unter Vernachlässigung von inhomogenen Verbreiterungen hängt die Rabi-Aufspaltung Ω von der Kopplungsstärke und den homogenen Verbreiterungen der ungekoppelten Moden ab [Sav95]:

$$\Omega_{VRS} = 2\sqrt{g^2 - \frac{1}{2}(\gamma_X^2 + \gamma_C^2)} \quad (2.31)$$

Für die Ausbildung der polaritonischen Moden muss die Kopplungsstärke g also möglichst hoch sein, während die Verbreiterungen der Moden gering ausfallen müssen. Um die Kopplungsstärke zu erhöhen, ist eine hohe Anzahl von QWs in der Kavität und eine geringe effektive Kavitätsdicke vorteilhaft. Die effektive Kavitätsdicke reduziert sich bei hohem Brechungsindexkontrast der DBR-Schichten. Die Verbreiterung der photonischen Mode reduziert sich bei Erhöhung des Q-Faktors der Mikrokavität (hohe DBR-Reflektivitäten) und eine hohe strukturelle Qualität der QWs ist für eine geringe Breite der

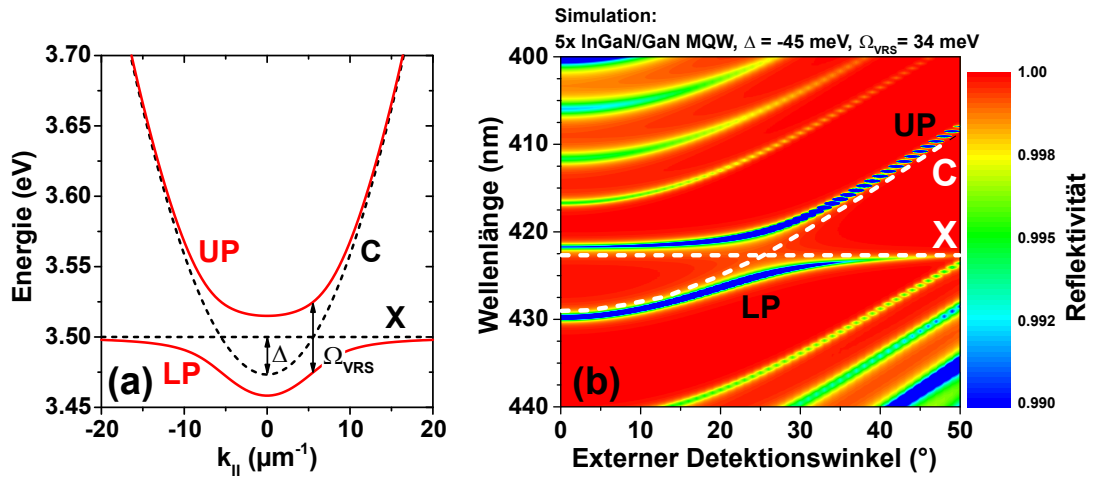


Abbildung 2.11: Dispersion der ungekoppelten Moden des Photons (C) und Exzitons (X) und der gekoppelten Moden des unteren (LP) und oberen (UP) Polaritonenzweigs. Zusätzlich wird die Verstimmung Δ der Kavität und die Rabi-Aufspaltung Ω_{VRS} verdeutlicht (a). Simulation einer winkelaufgelösten Reflexionsmessung an einer hybriden Mikrokavität mit 5-fach InGaIn/GaN MQW (b). Nähere Details sind im Text beschrieben.

exzitonischen Mode anzustreben. Da der Wellenzahlvektor k_{\parallel} mit dem Detektionswinkel θ über:

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \sin(\theta) \quad (2.32)$$

verbunden ist, kann die Dispersion der Moden über winkelaufgelöste Photolumineszenz-, Reflexions- oder Transmissionsmessungen bestimmt werden. Abbildung 2.11(b) zeigt die Simulation einer winkelaufgelösten Reflexionsmessung an einer idealen hybriden Mikrokavität mit einem 45-paarigen AlInN/GaN DBR und einem 10-paarigen SiO₂/Ta₂O₅ DBR. In der λ -Kavität wurde ein 5-fach InGaN/GaN-MQW eingebettet. Es wurde eine homogene Linienbreite von 2 meV angenommen und die Verstimmung der Kavität beträgt $\Delta = -45$ meV. In der idealen Struktur bilden sich die zwei Polaritonen zweige deutlich aus. Ein Anticrossing der beiden Moden ist bei einem Winkel von 25° zu erkennen, wobei die Rabi-Aufspaltung $\Omega_{VRS} = 34$ meV beträgt.

Wird bei winkelaufgelösten Untersuchungen die parabolische Dispersion der photonischen Mode beobachtet, liegt dementsprechend schwache Kopplung vor, während bei starker Kopplung zwei Moden auftreten, die ein Anticrossing aufweisen. Für beide Arten der Licht-Materie-Wechselwirkung tritt bei Überschreiten eines Schwellwerts in der Anregungsdichte eine nichtlineare Erhöhung der Emissionsintensität auf. Während dieser Effekt im Regime der schwachen Kopplung (in dem VCSEL betrieben werden) auf induzierter Emission beruht und eine Populationsinversion voraussetzt, sind die Mechanismen bei sogenannten Polaritonen-Lasern grundverschieden. Da Polaritonen aus der Kopplung von zwei Bosonen resultieren, weisen sie selber bosonische Eigenschaften auf. Dabei ist ihre effektive Masse um 4 Größenordnungen kleiner als die von Exzitonen [Sko98]. Durch stimulierte Relaxation der bosonischen Polaritonen in das Minimum des unteren Polaritonen zweigs kann sich dort eine makroskopische Besetzung ausbilden, wobei ein Bose-Einstein-artiger Phasenübergang stattfindet [Kas06]. Beim strahlenden Zerfall kann die photonische Komponente des kohärenten Polaritonen gasses die Kavität verlassen. Diese nichtlineare Emission weist viele Ähnlichkeiten zur stimulierten Emission bei konventionellen Lasern auf, jedoch ist hier keine Populationsinversion nötig, wodurch wesentlich geringere Schwellleistungen erzielt werden können. Das Konzept eines Polaritonen-Lasers wurde erstmalig von Imamoglu et al. [Ima96] vorgeschlagen und von Christopoulos et al. zum ersten Mal in einer GaN-basierten Mikrokavität nachgewiesen [Chr07]. Für weitergehende Informationen zu Polaritonen-Lasern seien die Übersichtsartikel [Baj12, But09] empfohlen.

2.3.4 Nitridische DBRs und Mikrokavitäten: Stand der Forschung

In einem Großteil der Veröffentlichungen werden nitridische Bragg-Reflektoren auf Basis der Materialkombination (Al)Ga_xN/Al(Ga)_{1-x}N demonstriert. So wurden bereits DBRs aus der Kombination von AlN/GaN [Shi98, Kao05, Rod12], AlGa_xN/GaN [Som98, Wal01], AlGa_xN/AlGa_{1-x}N [Aly05, Mit07] und AlN/AlGa_xN [Xie07, Fed03] gezeigt. Gitterangepasste

DBRs auf Basis von AlInN/GaN wurden erstmals von Carlin et al. [Car03] vorgestellt. In den nachfolgenden Jahren wurde das Wachstum weiter optimiert, sodass hochqualitative AlInN/(Al)GaN DBRs mit Reflektivitäten von über 99 % für den blauen Spektralbereich [Car05b, Ber15] und den nahen UV-Bereich [Fel06a, Ber12] realisiert wurden. Eine alternative Möglichkeit den Brechungsindexkontrast in nitridischen DBRs auf über 60 % zu erhöhen, ergibt sich durch die Realisierung von (Al)GaN/Luft DBRs. Diese können durch selektives, nass- bzw. elektrochemisches Ätzen von AlInN- [Bel09] oder n-GaN-Opferschichten [Che12] oder auch die thermische Dekomposition von GaN in AlGaN/GaN Übergittern [Tao15] erzeugt werden. Dabei wurden ebenfalls maximale Reflektivitäten von bis zu über 99 % erzielt.

Durch die Verwendung von nitridischen Bragg-Reflektoren konnte optisch gepumptes Lasing in hybriden Mikrokavitäten demonstriert werden [Red96, Som99, Fel07a, Wan07]. Zudem konnte starke Licht-Materie-Wechselwirkung und polaritonisches Lasing in UV-Mikrokavitäten nachgewiesen werden [Chr07, Chr08]. Stimulierte Emission durch elektrische Anregung konnte erst von wenigen Gruppen erzielt werden. Erstmals wurde CW-Lasing bei Raumtemperatur von der Firma Nichia demonstriert [Hig08]. Dabei wurde, genau wie von Panasonic [Oni12] ein Ansatz gewählt, bei dem der obere und der untere Spiegel aus dielektrischen DBRs gefertigt wurden. Auch Holder et al. [Hol12] verwendeten zwei dielektrische DBRs zur Demonstration eines VCSELS mit gepulster elektrischer Anregung, jedoch wurde die Kavität hier auf der nichtpolaren m-Ebene gewachsen, wodurch der QCSE vermieden und die Polarisationsrichtung des Lasers in a-Richtung gepinnt wird. Ein elektrisch betriebener VCSEL mit einem epitaktischen und einem oberen dielektrischen Spiegel wurde als erstes von Lu et al. [Lu08] bei einer Temperatur von 77 K demonstriert. Durch Minimierung der Absorptionsverluste gelang ihnen später die Herstellung eines CW-betriebenen VCSELS bei Raumtemperatur [Lu10]. Cosendey et al. [Cos12] gelang die Demonstration eines hybriden VCSELS mit einem AlInN/GaN DBR auf einem freistehenden GaN Substrat. Durch eine starke Erwärmung des Bauteils konnte jedoch nur gepulstes Lasing realisiert werden. In weiteren aktuellen Publikationen wird gepulstes Lasing eines VCSELS (mit 2 dielektrischen DBRs) mit Tunnelkontakt innerhalb der Kavität [Leo15] und CW-Lasing eines VCSELS mit lateral überwachsenem dielektrischen DBR demonstriert [Ham16b]. Ikeyama et al. [Ike16] gelang erstmals die Herstellung eines n-leitenden AlInN/GaN DBRs mit ohmschem Verhalten und einer Reflektivität von 99.9 %. Dies ermöglichte die Realisierung eines CW-VCSELS bei Raumtemperatur mit Strominjektion durch den DBR. Des Weiteren wurde kürzlich von Bhattacharya et al. [Bha14] ein elektrisch betriebener GaN-basierter Polaritonenlaser bei Raumtemperatur vorgestellt, wobei die Interpretation der Ergebnisse noch Gegenstand aktueller Diskussionen ist [Dev16, Bha16].

2.4 Charakterisierungsmethoden

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Messmethoden zur Charakterisierung der Halbleiterstrukturen vorgestellt. Ein elementarer Bestandteil der Arbeit war die Analyse und Optimierung des Wachstumsprozesses mit Hilfe von in-situ Messungen, sowie die Untersuchung der kristallinen Eigenschaften mittels Röntgenbeugung. Aus diesem Grund werden diese beiden Untersuchungsmethoden etwas genauer erläutert.

2.4.1 In-situ Prozessüberwachung

Um bereits während des Herstellungsprozesses Informationen über die hergestellten Halbleiterstrukturen zu erlangen, wird der Wachstumsprozess in Echtzeit mittels eines in-situ Sensors überwacht. Dazu wurde ein EpiCurve® TT 3W AR Sensor der Firma LayTec verwendet. Dieser ermöglicht die optische Messung der Oberflächentemperatur, Reflektivität und der Krümmung des Wafers. In Abbildung 2.12 ist die schematische Funktionsweise des in-situ Sensors skizziert.

Der zeitliche Verlauf der Reflektivität während des Prozesses wird bei den drei Wellenlängen 405 nm, 633 nm und 950 nm aufgezeichnet. Dabei wird der Wafer von drei LEDs, die bei den genannten Wellenlängen emittieren, beleuchtet. Ein Teil des Lichts wird an der Oberfläche reflektiert, während ein anderer Teil in die Struktur eindringt und an der Grenzfläche zum Substrat oder am Übergang zu anderen Halbleiterschichten reflektiert wird. Die Gesamtintensität des reflektierten Lichts ergibt sich aus der Superposition der einzelnen Teilstrahlen. Da diese eine Phasenverschiebung zueinander aufweisen, kommt es je nach Dicke der Halbleiterschicht zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz. Dies führt zu einer Intensitätsmodulation in den Reflexionstransienten, was als Fabry-Pérot-Oszillation (FPO) bezeichnet wird. Bei Kenntnis des Brechungsindex der gezüchteten Schicht bei Wachstumstemperatur, lässt sich aus der Periode der FPOs die Wachstumsrate und

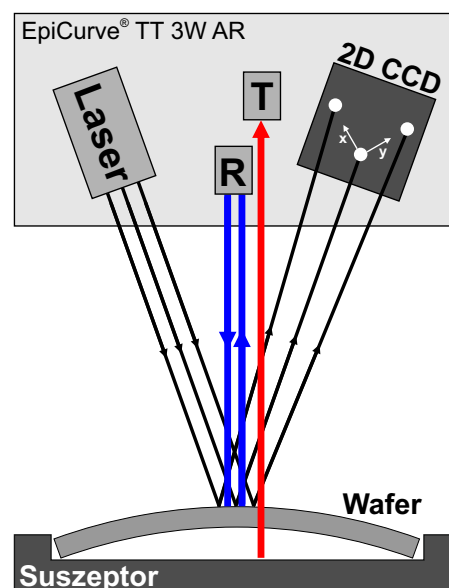


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des in-situ Sensors. Es wird die Reflektivität R wird bei 3 Wellenlängen (950 nm, 633 nm, 405 nm), die Oberflächentemperatur T und die Waferkrümmung gemessen (tatsächlich fallen die Laserstrahlen zur Krümmungsmessung senkrecht auf die Probe.)

somit auch die Dicke der Schicht bestimmen. Aus dem Verhalten der FPOs lassen sich zudem Rückschlüsse auf die Beschaffenheit der Schicht ziehen. So führt eine Aufrauung der Oberfläche zu einer Reduktion der mittleren Reflektivität, während eine Zunahme der optischen Welligkeit zu einer Abnahme der Amplitude der FPOs bei konstantem Mittelwert der Reflektivität führt. Eine optische Welligkeit kann durch Inhomogenitäten der Schichtdicke sowie der Zusammensetzung verursacht werden. Zu beachten ist, dass Fabry-Pérot-Oszillationen nur bei Wellenlängen innerhalb des Transparenzbereichs des Halbleiters beobachtet werden können. Da bei Wachstumstemperatur die Bandlücke von GaN deutlich reduziert ist, tritt bei der Reflexionstransiente bei $\lambda = 405$ nm bereits Absorption im GaN auf. Diese führt zu einer Dämpfung der Oszillationen, wodurch bei GaN-Schichtdicken von über 600 nm nur noch ein konstantes Reflexionssignal zu beobachten ist. Da dann nur noch Licht von der Oberfläche reflektiert wird, ist diese Reflexionstransiente besonders geeignet zur Beurteilung der Oberflächenrauigkeit der Probe.

Für die Temperaturmessung wird die Intensität der thermischen Strahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 950$ nm ausgewertet. Mit der zeitlichen Änderung der Reflektivität der Probe ist jedoch die Änderung des Emissionsgrades verbunden. Dies führt üblicherweise zu unbeabsichtigten Fabry-Pérot-Oszillationen in der Temperaturmessung. Durch die simultane Messung der 950 nm-Reflexionstransiente ist es allerdings möglich, die Temperaturmessung von diesem Artefakt zu befreien. Beim Wachstum auf Silizium misst der Sensor direkt die Oberflächentemperatur des Substrats. Da in dieser Arbeit nur Saphir-Substrate verwendet wurden, die bei einer Wellenlänge von $\lambda = 950$ nm transparent sind, misst der Sensor hier die Temperatur der Suszeptoroberfläche. Dies ist insofern nachteilig, da sich je nach Waferkrümmung der Abstand zwischen Substrat und Suszeptorteller verändert und so auch der Temperaturunterschied zwischen Substratoberfläche und Suszeptor unterschiedlich groß ausfällt. Die Regelung der Leistung des RF-Generators und der resultierenden Prozesstemperatur erfolgt mit Hilfe einer pyrometrischen Messung der Temperatur an der Unterseite des Suszeptors. Durch die konstruktionsbedingte Lücke zwischen dem Ober- und Unterteil des Suszeptortellers resultiert ein vertikaler Temperaturgradient innerhalb des Suszeptors, sodass die Temperatur an der Suszeptorunterseite um bis zu 100 K höher sein kann als an der Oberseite. Zudem können parasitäre Ablagerungen, die sich im Laufe vieler Prozesse auf dem Lichtwellenleiter des internen Anlagenpyrometers bilden können, zu Verfälschungen der internen Temperaturmessung führen. Aus diesen Gründen ist die Überwachung der tatsächlichen Temperatur mittels des in-situ Sensors sehr nützlich.

Die Krümmung des Wafers lässt Rückschlüsse auf die Verspannung der Halbleiterschichten zu. Um sie während des Wachstums optisch zu messen, wird der Wafer mit drei parallelen Laserstrahlen beleuchtet, welche ein rechtwinkliges Dreieck aufspannen. Die Strahlen haben dabei einen definierten Abstand zueinander. Nachdem sie an der Waferoberfläche reflektiert wurden, werden mit einer CCD-Kamera detektiert. Je nach Waferkrümmung werden die Strahlen in unterschiedlichen Winkeln reflektiert, wodurch sich der Abstand der Laserspots auf der CCD-Kamera zueinander ändert. Ist der Wafer wie in Abb. 2.12 konvex gekrümmt, vergrößert sich der Abstand der Spots. Bei einem konkaven Wafer hingegen verringert

sich der Abstand der Spots zueinander. Aus der Änderung des Abstands der Spots lässt sich anschließend die Waferkrümmung berechnen [Ber10b]. Durch die Verwendung von drei Laserspots kann die Krümmung in zwei orthogonalen Richtungen vermessen werden. Da das Substrat im Reaktor rotiert und der Krümmungsradius je nach Orientierung leicht variiert, erlaubt die 3-Punkt-Messung wesentlich rauschärmere Ergebnisse bei den Krümmungstransienten.

Eine Verbiegung des Substrats wird durch verschiedene Einflüsse verursacht, welche in [Kro05, Bru08, Ber10a] näher erläutert werden. Zunächst kommt es bereits beim Aufheizen des Substrats zu einer konkaven Krümmung, welche mit steigender Temperatur zunimmt. Diese wird durch einen vertikalen Temperaturgradienten innerhalb des Substrats verursacht. Da das Substrat über die Rückseite geheizt wird, ist die Temperatur auf der Substratunterseite minimal höher als auf der Substratoberfläche. Dadurch dehnt sich die Rückseite stärker aus, was zu einer konkaven Krümmung führt. In [Ber10a] wird gezeigt, dass bei 430 μm dicken Saphir-Substraten bei einer Temperatur von knapp 1100 $^{\circ}\text{C}$ ein Temperaturunterschied von 4 K resultiert, der eine Waferkrümmung von $\kappa = 70 \text{ km}^{-1}$ verursacht.

Bei der Heteroepitaxie von nitridischen Strukturen kommt es zu einem anfänglichen 3D-Inselwachstum. Dabei stehen die Inseln zunächst unter einer hydrostatischen Verspannung bevor sie im Laufe des Wachstums koaleszieren [Kro04]. Je nach Größe der Inseln und Geschwindigkeit der Koaleszenz, entwickelt sich dabei eine tensile Verspannung, welche zu einer konkaven Verkrümmung des Wafers führt. Die Verspannung σ_f der Schicht lässt sich in erster Näherung aus der Waferkrümmung κ nach der Stoney-Gleichung bestimmen [Sto09]:

$$\kappa = \frac{1}{R} = \frac{6\sigma_f h_f}{M_s h_s^2} \quad (2.33)$$

Dabei stehen h_f und h_s für die Dicke der Schicht und des Substrats und M_s bezeichnet das biaxiale Modul des Substrats. Beim verspannten Wachstum von Halbleiter-Heterostrukturen lässt sich somit die resultierende Spannung in der aufgewachsenen Schicht aus dem Anstieg der Krümmung und der Wachstumsrate berechnen. Das kompressive Wachstum einer InGaN-Schicht auf einem GaN-Puffer führt beispielsweise zu einer konvexen Krümmung des Wafers bzw. zu einem negativen Anstieg der Krümmungstransiente. Eine weitere Quelle für Spannungen stellt die n-Dotierung mit Si dar. Sie führt zu einem Versetzungswandern, woraus eine tensile Spannung resultiert. Dieser Effekt ist abhängig von der Höhe der Si-Dotierung und der Anzahl an Versetzungen im Material [Rom99, Dad04, Xie11b].

Zusätzlich zu den erwähnten Effekten, die während des Wachstums der Schichten auftreten, kommt es beim Abkühlen der Strukturen auf Raumtemperatur zu einer starken thermischen Verspannung. Während der lineare Ausdehnungskoeffizient von Silizium kleiner als von GaN ist, zieht sich Saphir beim Abkühlen stärker als GaN zusammen. Daraus resultiert

bei Raumtemperatur eine tensile Verspannung der Schichten beim Wachstum auf Silizium-Substraten und eine kompressive Verspannung beim Wachstum auf Saphir. Die kompressive Verspannung ist dabei weniger problematisch, jedoch führt das Abkühlen der Schichten auf Si üblicherweise zu einer starken Rissbildung. Dies kann durch das Einbringen von Al(Ga)N-Zwischenschichten verhindert werden, da diese eine starke kompressive Verspannung im aufgewachsen GaN induzieren, welche die tensile Verspannung beim Abkühlen kompensiert [Dad00, Fri12b].

2.4.2 Röntgenbeugung

Die Röntgendiffraktometrie (XRD) ist eine der bedeutendsten Methoden zur Charakterisierung von Halbleiterschichten und -bauelementen. Es ist eine zerstörungsfreie Technik, mit der verschiedenste strukturelle Eigenschaften des Kristalls ohne großen Zeitaufwand untersucht werden können. Neben der Bestimmung von Gitterparametern, aus denen sich Verzerrungen und die Komposition des Halbleiters bestimmen lassen, liefert die Methode Informationen über Fehlorientierungen, Defektdichten, Kristallitgrößen, die Waferkrümmung oder über Inhomogenitäten der Zusammensetzung. Außerdem lassen sich Schichtdicken von Einzelschichten und in Übergittern bestimmen, sodass die Methode sehr gut für die strukturelle Charakterisierung von Bragg-Reflektoren und MQWs geeignet ist.

Im Folgenden werden die Grundzüge der Röntgenbeugung und die verwendeten Röntgenapparaturen vorgestellt. Für tiefergehende Informationen zu den Grundlagen der Röntgenbeugung, wird auf [Aut01, Pie04] verwiesen. Einen guten Überblick über die Grundlagen und die Besonderheiten bei der Röntgenbeugung an den Gruppe III-Nitriden liefern Moram und Vickers [Mor09a].

Bei einem Beugungsexperiment wird die Probe durch einen monochromatischen, parallelen Röntgenstrahl beleuchtet. Dabei liegt die Wellenlänge der Röntgenstrahlung in der gleichen Größenordnung wie der Gitterabstand. Trifft die einfallende Welle auf die Elektronen der Atomhülle, werden diese zu harmonischen Schwingungen angeregt und die Röntgenstrahlen werden elastisch gestreut. Es lässt sich zeigen, dass die Beugungsintensität nur dann von 0 verschieden ist, wenn der Streuvektor \vec{Q} (der sich aus der Differenz der Wellenvektoren der einfallenden bzw. ausfallenden Welle ergibt) gleich dem reziproken Gittervektor \vec{G} der Netzebenen ist, an denen gestreut wird. Das ist die sogenannte Laue-Bedingung:

$$\vec{Q} = \vec{G} \quad (2.34)$$

Eine analoge Aussage trifft die berühmte Bragg-Gleichung 2.35, welche sich anschaulich mit Hilfe von Abb. 2.13 herleiten lässt. Wenn die Röntgenstrahlen auf eine Netzebenenschar treffen, werden sie gemäß dem Huygens-Prinzip von ihr reflektiert. Konstruktive Interferenz zwischen den gestreuten Röntgenstrahlen tritt auf, wenn der Gangunterschied der

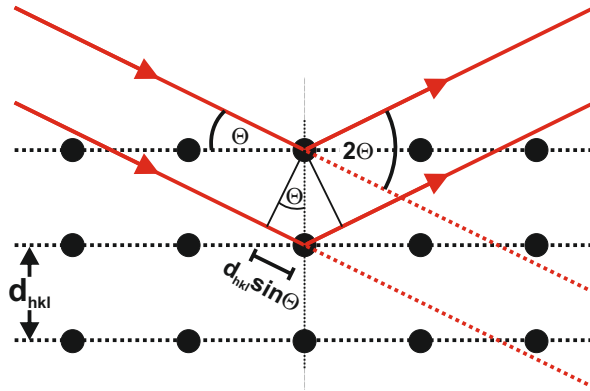


Abbildung 2.13: Schema zur geometrischen Herleitung der Bragg-Gleichung bei der Beugung am Kristallgitter.

Wellenzüge, welche an den verschiedenen Atomlagen reflektiert werden, einem ganzzahligen Vielfachen der eingestrahnten Wellenlänge entspricht. Somit kommt es für jede Netzebenen-schar nur zu einer konstruktiven Interferenz, wenn der Einfallswinkel der Strahlung zum jeweiligen Abstand der Netzebenen passt.

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (2.35)$$

Zur Bestimmung von Gitterkonstanten und Schichtdicken der verschiedenen Schichten innerhalb der Struktur werden $\theta/2\theta$ -Scans durchgeführt. Bei diesem Scan werden Einfallswinkel und Detektorwinkel gekoppelt bewegt, wobei der Detektorwinkel genau doppelt so schnell verändert wird. Dadurch bleibt die Orientierung des Streuvektors konstant und nur sein Betrag wird verändert, sodass alle gleich orientierten Netzebenen erfasst werden. Durch die hohen Versetzungsdichten von über 10^8 cm^{-2} handelt es sich bei heteroepitaktisch gewachsenen Nitriden aus kristallografischer Sicht nicht um Einkristalle. Vielmehr lassen sie sich mit dem Modell des Mosaikkristalls beschreiben [Chi03]. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Schichten aus zueinander verkippten und verdrehten Kristalliten bestehen, die durch Kleinwinkelkorngrenzen getrennt sind. Die Ausprägung der Fehlorientierungen lässt sich mittels ω -Scans bestimmen und somit können Informationen über die Schichtqualität und die Versetzungsdichte gewonnen werden. Dabei wird der 2θ -Winkel entsprechend dem zu untersuchenden Netzebenenabstand gewählt. Bei der Messung wird nur der Einfallswinkel der Röntgenstrahlung durch Drehung der Probe verändert. Dadurch bleibt der Betrag des Streuvektors konstant und er wird um den reziproken Ursprung gedreht. Die Halbwertsbreite eines ω -Scans an den c-Netzebenen kennzeichnet die Verkipfung der Kristallite (Tilt), während die Halbwertsbreite eines ω -Scans an einem in-plane Reflex die Verdrehung der Kristallite (Twist) charakterisiert.

Um gesamte Ausschnitte des reziproken Raums zu vermessen, können beide Scanarten kombiniert werden. Zur Anfertigung einer solchen reziproken Gitterkarte (eng.: reciprocal space map, RSM) wird der Einfallswinkel der Strahlung schrittweise variiert und bei jedem ω -Wert wird ein 2θ -Scan angefertigt. Zur Beschleunigung der Messung ist dabei ein Linien- oder Flächendetektor, der die gebeugte Intensität für einen breiten 2θ -Bereich simultan messen kann, sehr hilfreich. Sinnvoll ist die Anfertigung von RSMs besonders

an asymmetrischen Reflexen. Durch Zerlegung des Streuvektors in seine Komponente in Wachstumsrichtung (q_z) und die Komponente senkrecht dazu (q_x -Komponente), lassen sich die c - und a -Gitterkonstanten der unterschiedlichen Halbleiterschichten bestimmen. Damit kann beispielsweise untersucht werden, ob die Halbleiterstruktur pseudomorph gewachsen wurde oder Relaxationsprozessen aufgetreten sind. Für die Zerlegung des Streuvektor gelten folgende Zusammenhänge:

$$q_x = \frac{2}{\lambda} \sin \theta \sin (\omega - \theta) \quad (2.36)$$

$$q_z = \frac{2}{\lambda} \sin \theta \cos (\omega - \theta) \quad (2.37)$$

Beugung an dünnen Schichten und Übergittern

Bei der Durchführung eines $\theta/2\theta$ -Scans an einer dünnen Schicht oder einem Übergitter, zeigen sich im Diffraktogramm Schichtdickenoszillationen bzw. Übergitterreflexe. Dies ist analog zur Beugung von Licht am Einfachspalt oder einem Beugungsgitter. Aus dem Abstand zweier Reflexe i und j der Ordnung n lässt sich die Dicke der Einzelschicht bzw. die Periodendicke des Übergitters folgendermaßen bestimmen:

$$d = \frac{(n_i - n_j)\lambda}{2(\sin \theta_i - \sin \theta_j)} \quad (2.38)$$

Abbildung 2.14 illustriert die resultierenden Diffraktogramme bei Beugung an einer dünnen AlInN-Schicht, an einem InGaN/GaN MQW und einer idealen AlInN/GaN DBR-Struktur. Bei Beugung an einer 40 nm dicken, gitterangepassten AlInN-Schicht ist rechts neben dem GaN-Reflex der AlInN-Reflex erkennbar, dessen Position durch die c -Gitterkonstante von AlInN festgelegt wird. Da AlInN ein anderes c/a -Verhältnis als GaN hat, ist trotz Gitteranpassung die c -Gitterkonstante von AlInN kleiner als die von GaN. Zusätzlich werden im Diffraktogramm die Schichtdickenoszillationen deutlich, aus deren Abstand sich die Schichtdicke bestimmen lässt. Für Übergitterstrukturen, wie Bragg-Reflektoren oder MQWs entsteht ein komplexeres Beugungsmuster. Dabei treten schwächere, dicht benachbarte Reflexe auf, deren Abstand durch die Gesamtdicke des Übergitters bestimmt wird. Die Lage der stärker ausgeprägten Reflexe mit größerem Abstand wird durch die Dicke eines Schichtpaares festgelegt. Umso größer der Unterschied zwischen den Gitterkonstanten der beiden beteiligten Materialien ist, desto stärker treten diese Übergitterreflexe in Erscheinung. Beim Beispiel des 5-fach InGaN/GaN MQWs beträgt die Dicke der $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ QWs 2 nm und die der GaN-Barrieren 8 nm. Die Position des SL0-Reflexes wird durch die mittlere c -Gitterkonstante des Übergitters bestimmt und der Abstand der SL-Reflexe entspricht der Periodendicke des MQWs von 10 nm. Zwischen den SL-Reflexen treten 3 weitere Reflexe auf (zwischen den SL-Reflexen erscheinen $N-2$ schwächer ausgeprägte Reflexe, wobei N der Anzahl der Perioden entspricht), deren Abstand durch die Gesamtdicke des

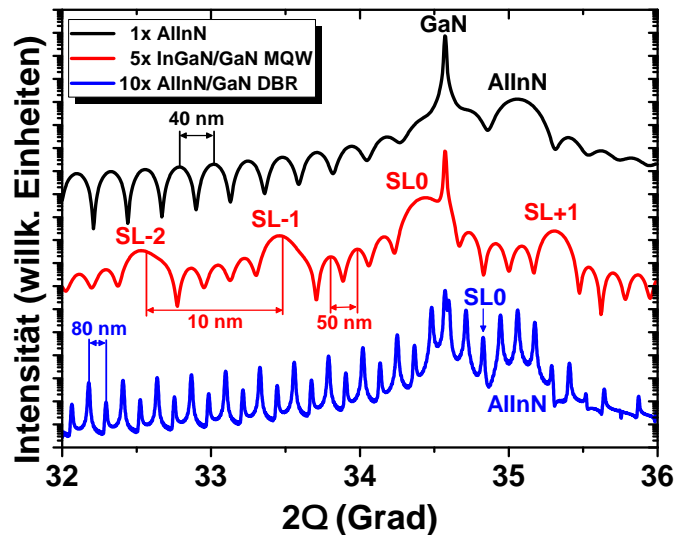


Abbildung 2.14: Ideale Simulationen von $\theta/2\theta$ -Scans am (0002)-Reflex an einer AlInN-Schicht, einem InGaN/GaN MQW und einem AlInN/GaN DBR. Die 40 nm AlInN-Schicht ist gitterangepasst zu GaN mit einer Indium-Konzentration von 18 %. Die Dicken im 5x InGaN/GaN MQW betragen 2 nm/8 nm und die Indium-Konzentration beträgt 15 %. Der DBR besteht aus 10 Schichtpaaren mit Dicken von jeweils 40 nm GaN und gitterangepasstem AlInN.

MQWs von 50 nm festgelegt wird. Bei der 10-paarigen DBR-Struktur wurde die Dicke der beiden Schichten zu je 40 nm festgelegt. Durch die erhöhte Anzahl an Perioden sind die Übergitterreflexe schärfer ausgeprägt und die höhere Periodendicke von 80 nm führt zu einem kleineren Abstand der SL-Reflexe. Zwischen den einzelnen Reflexen treten noch jeweils 8 schwächere Reflexe auf, die in der Darstellung über den weiten Winkelbereich allerdings nicht zu erkennen sind. Im Diffraktogramm zeigt sich an der 2θ -Position, die der c -Gitterkonstante von AlInN entspricht, eine erhöhte Beugungsintensität. Daraus lässt sich die Komposition von AlInN im Übergitter bestimmen. Diese erhöhte Intensität führt auch dazu, dass der SL0-Reflex, dessen Position abermals durch die mittlere c -Konstante im Übergitter festgelegt ist, nicht die höchste Intensität der SL-Reflexe besitzen muss. Die gleichen Schichtdicken von AlInN und GaN in der Simulation führen dazu, dass jeder zweite SL-Reflex schwächer ausgeprägt ist. Je nach Dickenverhältnis werden die Intensitätsverhältnisse zwischen den einzelnen SL-Reflexen beeinflusst, sodass auch Rückschlüsse auf das Dickenverhältnis der beiden DBR-Schichten gezogen werden können.

Verwendete Röntgenapparaturen

Hochauflösende Röntgenmessungen am symmetrischen (0002)-Reflex wurden an einer Seifert 3003 HR Anlage durchgeführt. Durch Verwendung von primär- und sekundärseitigen Monochromatoren ist diese Anlage durch eine hohe Winkelauflösung gekennzeichnet, was eine sehr genaue Bestimmung von Gitterkonstanten, Schichtdicken und Fehlorientierungen

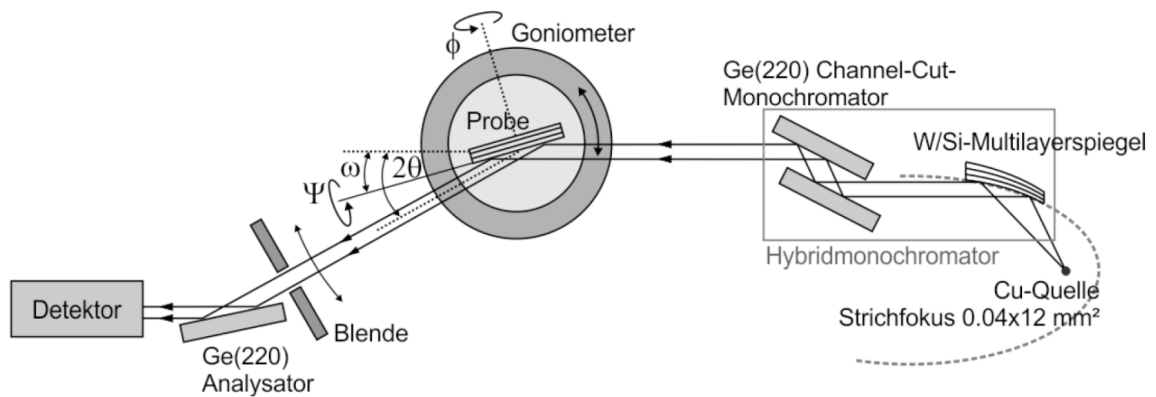


Abbildung 2.15: Schematischer Aufbau und Strahlengang des verwendeten hochauflösenden Röntgendiffraktometers [Fri14].

ermöglicht. Der schematische Aufbau der Apparatur ist in Abb. 2.15 dargestellt. Als Strahlquelle wird eine Cu-Röhre verwendet. Der divergente Röntgenstrahl trifft zunächst auf einen W/Si-Multilayerspiegel. Durch die parabolische Krümmung des Spiegels in Kombination mit einem lateralen Schichtdickengradienten wird der Strahl kollimiert. Gleichzeitig wird die Bremsstrahlung und die $\text{Cu}_{\text{K}\beta}$ -Strahlung unterdrückt, sodass nur der $\text{Cu}_{\text{K}\alpha}$ -Anteil reflektiert wird. Nachfolgend trifft der Strahl auf einen Ge(220)-Channel-Cut-Monochromator, welcher nur die $\text{Cu}_{\text{K}\alpha 1}$ -Strahlung passieren lässt und die Reststrahldivergenz von $144''$ auf bis zu $12''$ reduziert. Somit wird die Probe durch einen monochromatischen, kollimierten Röntgenstrahl beleuchtet. Vor dem Detektor befindet sich ebenfalls ein Ge(220) Analysator, wodurch nur Strahlung detektiert wird, die im genau festgelegten 2θ -Winkel auf den Detektor trifft. Bei der Durchführung von ω -Scans zur Messung des Tilts kann eine Krümmung der Proben zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Kurven führen. Um einen Einfluss der Waferkrümmung auf die Breite des ω -Scans auszuschließen, wurde die beleuchtete Fläche mit Hilfe einer 0.1 mm Blende im Primärstrahl verringert.

Bei Röntgenbeugung unter streifendem Einfall (grazing incidence in-plane diffraction, GIID) wird in den meisten Fällen Synchrotronstrahlung verwendet, da in dieser Beugungsgeometrie mit handelsüblichen Labordiffraktometern nur geringe Beugungsintensitäten erzielt werden. Um a-Gitterkonstanten und den Verspannungszustand von Proben auch im Labor schnell und zuverlässig bestimmen zu können, wurde ein modifiziertes Röntgendiffraktometer verwendet. Bei dieser Apparatur liegt die Probe waagrecht auf dem Probenhalter. Anstelle des Punktfokus wird der Linienfokus (12 mm x 1 mm) der Röhre genutzt, indem diese kopfüber montiert wurde (siehe Abb. 2.16). Zusätzlich ist die Röhre höhenverstellbar, sodass der Einfallswinkel α_i der Strahlung und damit die Eindringtiefe der Strahlen geändert werden kann. Unterhalb des kritischen Winkels der Totalreflexion werden die Strahlen nur an den obersten Atomlagen gebeugt, während bei größerem α_i die Strahlen tiefer in die Probe eindringen und so ein Beugungssignal von tieferliegenden Netzebenen registriert wird. An dieser Anlage wurden ausschließlich die $(10\bar{1}0)$ -Netzebenen

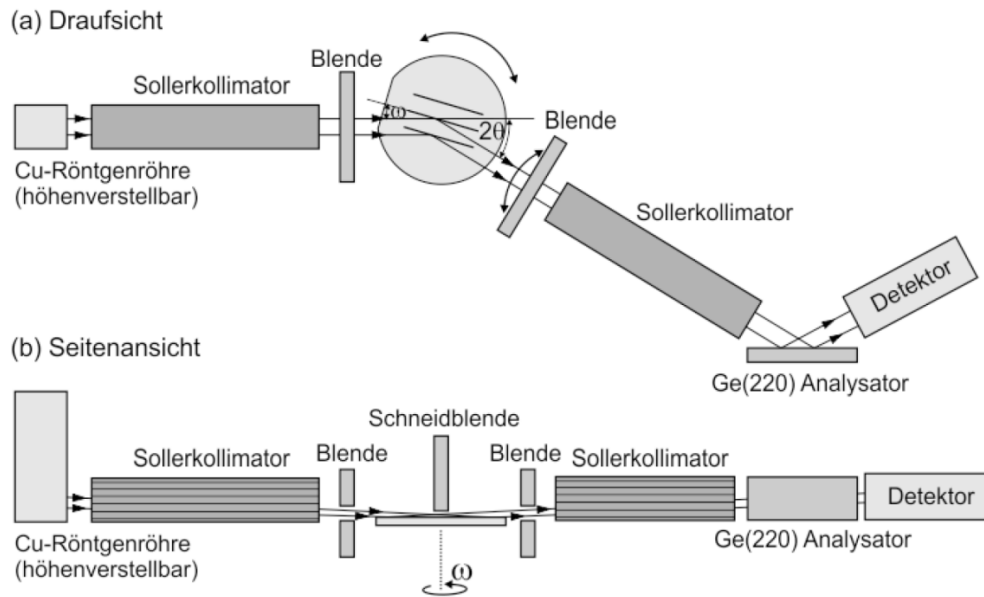


Abbildung 2.16: Schematischer Aufbau und Strahlengang des Röntgendiffraktometers für Messungen unter streifendem Einfall. Aufsicht (a) und Seitenansicht (b) [Fri14].

untersucht. Durch wiederholte $\theta/2\theta$ -Scans bei sukzessiver Erhöhung des Einfallswinkel α_i lassen sich in sogenannten GIID-Tiefenmaps anfertigen. Dies ist sinnvoll bei der Untersuchung des Verspannungszustands von dünnen Schichten. Während bei kleinem α_i nur die Oberfläche der dünnen Schicht untersucht wird, gewinnt man bei höheren α_i auch die Beugungsinformationen aus dem darunterliegenden Puffer oder Substrat. Ändert sich die Kurvenform bei Variation von α_i nicht, kann somit auf vollverspanntes Wachstum der dünnen Schicht geschlossen werden.

Die Röntgenreflektometrie (XRR) stellt ebenfalls eine Methode unter streifendem Einfall dar. Diese Methode nutzt allerdings nicht die Beugung der Strahlen an Netzebenen, sondern beruht auf der Brechung und Reflexion der Röntgenstrahlen an Grenzflächen, sodass auch amorphe Schichten untersucht werden können. Bei spekulärer Reflexionsmessung von dünnen Schichten oder Übergittern treten auch hier Oszillationen in Abhängigkeit vom 2θ -Winkel auf, welche durch Interferenz der an den unterschiedlichen Grenzflächen reflektierten Teilstrahlen zustande kommen. Daraus lässt sich die Schichtdicke der untersuchten Schicht bestimmen. Zusätzlich kann aus dem kritischen Winkel der Totalreflexion auf die Dichte des untersuchten Materials geschlossen werden und aus dem Abfall der Reflektivität lässt sich die Oberflächen- bzw. Grenzflächenrauigkeit bestimmen. Eine Kombination aus XRR und Beugung unter streifendem Einfall stellen sogenannte GIID- α - β -Scans dar. Dabei wird der Detektor auf den 2θ -Wert der zu untersuchenden a-Gitterkonstante gefahren und anschließend werden der Einfallswinkel α und Ausfallswinkel β wie bei einer XRR-Messung gekoppelt bewegt. Um den Ausfallswinkel β zu definieren, wurde eine Blende vor den Detektor gesetzt. Dieser Scan enthält prinzipiell die gleiche Information wie eine XRR-Messung, ist jedoch zusätzlich empfindlich für die Kristallinität der Schicht. Somit

kann beispielsweise untersucht werden, bei welcher Eindringtiefe verspannte oder relaxierte Anteile der Schicht in Erscheinung treten.

Für die Messung der RSMs wurde ein Bruker D8/GADDS Diffraktometer verwendet. Dieses wurde an der Universität Magdeburg entworfen, um eine schnelle Charakterisierung von kompletten Wafern mit nitridischen Schichten im Mikrometermaßstab zu ermöglichen. Die Apparatur weist eine Cu-Drehanode und einen Johansson-Ge(111)-Monochromator auf, welcher nur die Cu-K α_1 -Strahlung passieren lässt und einen konvergenten Strahl auf die Probe fokussiert. Mit Hilfe von Sollerkollimatoren und einer Schneidblende über der Probe kann die beleuchtete Fläche auf der Probe in x- und y-Richtung festgelegt werden. Für die schnelle Detektion wurde eine 2D-Flächendetektor VANCTEC-2000 mit einer Fläche von 14 cm x 14 cm verbaut. So kann die Beugungsintensität in einem weitem 2θ -Winkelbereich gleichzeitig detektiert werden. Zusätzlich kann für Homogenitätsmessungen der Strahlengang so gewählt werden, dass der gesamte Wafer entlang einer senkrechten Linie (in y-Richtung) beleuchtet wird und die y-Koordinate auf dem Detektor einer y-Position auf dem Wafer zugeordnet werden kann. Dadurch kann der komplette Wafer (entlang seines Durchmessers) mit nur einer Messung charakterisiert werden, da die Messung alle benötigten Daten für RSMs, $\theta/2\theta$ -Scans bzw. ω -Scans enthält. Für genauere Informationen zum Aufbau und der Funktionsweise dieses Diffraktometers und der modifizierten Apparatur für die Messungen unter streifendem Einfall wird auf [Kro09] verwiesen.

2.4.3 Optische Reflektivitätsmessungen

Zur Reflexionsmessung der Bragg-Reflektoren wurden zwei verschiedene Apparaturen verwendet. Zur Bestimmung der absoluten Reflektivität und für Transmissionsmessungen wurde ein UV-VIS-NIR Spektralphotometer UV-3100 der Firma Shimadzu genutzt. Dieses kann Reflexionsspektren in einem Wellenlängenbereich von 200 nm bis 800 nm aufnehmen. Dafür wird Licht aus einer Deuteriumlampe (für den kurzwelligen Bereich) bzw. einer Halogenlampe (für den langwelligen Bereich) monochromatisiert und durch einen Chopper in einen Proben- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Diese Strahlen treffen abwechselnd auf die zu vermessende Probe bzw. eine Referenzprobe. Das reflektierte Licht wird von einer mit BaSO₄ ausgekleideten Ulbrichtkugel aufgefangen und das gestreute Licht wird von einem Photomultiplier detektiert. Das Reflexionsspektrum ergibt sich dann aus dem Vergleich des Reflexionssignals der untersuchten Probe und der Referenzprobe. Für Reflexionsspektren über einen großen Wellenlängenbereich wurde gepresstes BaSO₄-Pulver als Referenzprobe verwendet. Dieses hat im Wellenlängenbereich von 360 nm bis 600 nm eine Reflektivität zwischen 94-95 %. Für die genauere Bestimmung der maximalen Reflektivität von hochreflektiven DBRs wurden kommerzielle dielektrische Spiegel mit bekannter Reflektivität verwendet. Für Spiegel im nahen UV und blauen Spektralbereich wurden Laserspiegel mit einer Reflektivität von $R > 99.8\%$ im Wellenlängenbereich von 320-480 nm von der Firma Layertec als Referenzprobe verwendet. Für die Vermessung von DBRs im fernen UV-Bereich

wurden Laserspiegel mit einer Reflektivität von $R > 99\%$ im Wellenlängenbereich von etwa 250-290 nm von der Firma Qioptiq genutzt. Nachteilig bei der Messapparatur ist der vergleichsweise große Messfleck. Die Probe wird durch einen rechteckigen Strahl mit einer Ausdehnung von etwa $4 \times 10 \text{ mm}^2$ beleuchtet, sodass die Reflektivität über diesen Bereich gemittelt wird. Dies kann problematisch bei Proben mit starker lateraler Abhängigkeit der spektralen Charakteristik sein.

Zur Untersuchung des spektralen Verhaltens der DBRs in Abhängigkeit von der Position auf dem Wafer wurde ein Reflexionsmapper verwendet. Dafür wurde das Licht einer Xenon-Kurzbogenlampe auf einen x-y-Tisch geleitet und auf einen Messfleck mit einer Größe von etwa 1 mm^2 fokussiert. Das von der Probe reflektierte Licht wird anschließend mittels eines Strahlteilers und Spiegels zum CCD-Detektor gelenkt. Zur Normierung der Reflexionsspektren wurde zunächst das von einem einseitig polierten Saphirsubstrat reflektierte Spektrum aufgenommen. Das Saphirsubstrat weist in einem Wellenlängenbereich vom nahen UV bis über den gesamten sichtbaren Spektralbereich eine nahezu konstante Reflektivität von 7-8 % auf. Somit erhält man bei dieser Messung das Lampenspektrum. Anschließend wurde das reflektierte Signal des kompletten Probenwafers mit einer Schrittweite von 1 mm abgerastert. Da bei den resultierenden Spektren die Probenreflektivität mit dem Lampenspektrum gefaltet ist, müssen die Spektren im Anschluss durch das Lampenspektrum dividiert werden. Diese Methode liefert zwar das korrekte relative spektrale Reflexionsvermögen, jedoch lassen sich nur Abschätzungen über die Absolutwerte der Reflektivität treffen. Dies hängt zum einen damit zusammen, dass der Aufbau keine Ulbrichtkugel besitzt und gestreutes (also nicht exakt spekulär reflektiertes) Licht nicht detektiert wird. Zum anderen können kleine Unterschiede im Einfallswinkel des Lichts auf dem Wafer, z.B. durch eine unterschiedliche Krümmung des reinen Saphirwafers und der Probe, zur Änderung des Ausfallswinkels des reflektierten Lichts führen.

2.4.4 Mikroskopische Verfahren

Feldemissions-Rasterelektronenmikroskopie

Im Feldemissions-Rasterelektronenmikroskop (FE-REM) wird die Probenoberfläche mit einem fokussierten Elektronenstrahl abgerastert. Dabei werden die erzeugten Sekundärelektronen oder die rückgestreuten Elektronen detektiert. Es können sehr hohe Vergrößerungen erreicht werden, sodass sogar Strukturen im Nanometerbereich (wie z.B. Quantenfilme) aufgelöst werden können. Im Gegensatz zu konventionellen REMs, werden beim verwendeten Hitachi S4800 Elektronen durch Anlegen eines hohen elektrischen Feldes aus einer Wolfram-Kaltkathode per Feldemission emittiert. Daraus resultiert eine sehr schmale Energieverteilung der Elektronen und ein verbessertes Auflösungsvermögen.

Das FE-REM bietet sich für die strukturelle Untersuchung von Bragg-Reflektoren und Resonatoren an. Ohne großen präparativen Aufwand liefert die Methode ein direktes Abbild der hergestellten Halbleiterstruktur und erlaubt bei Untersuchungen an der Bruchkante eine

Beurteilung der Periodizität des DBRs und der Schärfe der Grenzflächen. Zudem können die Dicken der einzelnen Schichten in der Mikrokavität bestimmt werden. Strukturelle Abweichungen von der nominellen Struktur können so schnell erkannt werden und bei folgenden Wachstumsprozessen korrigiert werden.

Transmissionselektronenmikroskopie

In der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) wird die zu untersuchende Probe mit hochenergetischen Elektronen (Beschleunigungsspannung von 200 kV) durchstrahlt. Dabei können Auflösungen im Å-Bereich erzielt werden, sodass die atomare Struktur des Halbleiters untersucht werden kann. Dafür muss die Probe allerdings mit verschiedenen Verfahren auf eine geringe Dicke von etwa 100 nm abgedünnt werden. Bei der Wechselwirkung der Elektronen mit der Probe kommt es zu elastischen und inelastischen Streuprozessen, was zu einer Kontrastentstehung im TEM-Bild führt. Da die Beugung der Elektronen empfindlich von den Materialeigenschaften abhängt, können mit Hilfe von TEM Informationen über Materialzusammensetzungen, Schichtdicken oder die Kristallstruktur gewonnen werden. Da insbesondere Versetzungen zu einer lokalen Störung des Kristallgitters führen, können je nach untersuchtem Beugungsreflex verschiedene Versetzungstypen sichtbar gemacht werden. Daraus folgt eine große Rolle der Transmissionselektronenmikroskopie bei der Charakterisierung der Gruppe III-Nitride, da die Methode die Untersuchung des Einflusses von verschiedenen funktionellen Schichten auf die Kristallinität der Halbleiterheterostrukturen erlaubt. Beispielsweise lässt sich im TEM eine plastische Gitterrelaxation durch die Generation von neuen Versetzungen im Material nachweisen. Für tiefergehende Informationen zu den theoretischen Grundlagen der Transmissionselektronenmikroskopie, sowie zu der quantitativen Analyse von Zusammensetzung und Verspannungszustand von Halbleiterstrukturen sei auf [Ros03] verwiesen. Die Untersuchungen innerhalb dieser Arbeit wurden mit einem Raster-Transmissionselektronenmikroskop FEI (S)TEM Tecnai F20 durchgeführt.

Rasterkraftmikroskopie

Bei der Rasterkraftmikroskopie (AFM) wird eine sehr feine Nadel, die sich am Ende eines federnden Hebelarms (Cantilever) befindet, zeilenweise über die Oberfläche der Probe gerastert. Durch Wechselwirkung mit der Probenoberfläche wird der Cantilever verbogen. Die Auslenkung der Spitze kann mit optischen Sensoren gemessen werden und einer Höheninformation von der Oberfläche zugeordnet werden. Dabei können Höhendifferenzen von monoatomaren Stufen aufgelöst werden. Somit lässt sich die Oberflächenmorphologie der hergestellten Halbleiterschichten sehr genau untersuchen, woraus Informationen über den Wachstumsmodus und die Oberflächenrauigkeit abgeleitet werden können. Da die an der Oberfläche terminierten Versetzungen zudem zu kleinen Vertiefungen führen, können mit der Methode ebenfalls Aussagen über die Versetzungsdichte im Material getroffen

werden [Mar98]. Die AFM-Bilder in dieser Arbeit wurden mit einem Dimension 3100 der Firma Digital Instruments aufgenommen.

2.4.5 Spektroskopische Verfahren

Photolumineszenz

Bei der Photolumineszenzspektroskopie (PL) werden mittels eines Lasers Elektron-Loch-Paare im Halbleiter erzeugt. Diese können strahlend rekombinieren und das emittierte Licht kann durch ein Spektrometer und eine CCD-Kamera analysiert werden. Aus der energetischen Position und Breite der Emissionskanäle können Rückschlüsse auf Materialeigenschaften wie Zusammensetzung, Kristallqualität, Verspannung und Verunreinigungen gezogen werden. Als Anregungslaser wurde ein 200 mW He-Cd-Laser ($\lambda = 325$ nm) genutzt. Für Tieftemperaturmessungen konnte die Probe mit Hilfe eines Helium-Kryostaten mit geschlossenem He-Kühlkreislauf auf eine Temperatur von ca. 10 K abgekühlt werden. Für die Untersuchung der Emissionscharakteristik in Abhängigkeit von der Waferposition kann der Anregungslaser auf einen x-y-Tisch abgelenkt werden und so das Lumineszenzverhalten des gesamten Wafers abgerastert werden.

Kathodolumineszenz

Im Gegensatz zur PL werden bei der Kathodolumineszenz (KL) Elektronen-Loch-Paare durch Anregung mit einem Elektronenstrahl generiert. Standardmäßig wird KL in einem Rasterelektronenmikroskop durchgeführt, sodass die Lumineszenz orts aufgelöst detektiert werden kann. Dabei können Spektren von jedem Punkt oder integrierte Spektren aus Bildausschnitten (panchromatische KL) gewonnen werden, oder die örtliche Abhängigkeit einer festgelegten Emissionsenergie kann untersucht werden (monochromatische KL). Die örtliche Auflösung der KL wird durch das Anregungsvolumen und die Diffusion der Ladungsträger begrenzt. Bei einer Beschleunigungsspannung von 5 kV ergibt sich allein durch das Anregungsvolumen eine örtliche Auflösung von etwa 200 nm. Um eine Korrelation von strukturellen, chemischen und optischen Eigenschaften der Probe auf Nanometerskala zu ermöglichen, wurden auch KL-Untersuchungen an dünnen Folien im Transmissionselektronenmikroskop durchgeführt. Hierbei reduziert sich das Anregungsvolumen auf etwa 5 nm. Für die Detektion der Lumineszenz wurde ein parabolischer Spiegel zwischen dem oberen und unteren Polschuh der Objektivlinse des Tecnai F20 TEMs eingeführt. Dieser fokussiert das Licht auf einen MonoCL4 Monochromator der Firma Gatan. Mit Hilfe eines Peltier-gekühlten GaAs(Cs) Photomultipliers oder eines CCD-Detektors konnten spektral aufgelöste KL-Bilder sowie komplette KL-Spektren für jeden Punkt gewonnen werden. Genauere Informationen zur verwendeten Apparatur sind in [Bas12, Sch14] zu finden.

3 Wachstum von gitterangepasstem AlInN

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Wachstumsparameter und Besonderheiten von AlInN eingegangen. Dabei werden die grundlegenden strukturellen und morphologischen Eigenschaften von AlInN-Einzelschichten vorgestellt. Zur besseren Kontrolle des Schichtwachstums werden zudem die optischen Konstanten bei Wachstumstemperatur bestimmt. Die gewonnenen Kenntnisse über das AlInN-Wachstum werden anschließend genutzt, um einen Wachstumsprozess für die AlInN/GaN-basierten Bragg-Reflektoren zu entwickeln.

3.1 Strukturelle und morphologische Eigenschaften von AlInN-Schichten

Die prinzipielle Herausforderung für das Wachstum von AlInN liegt in den sehr unterschiedlichen Eigenschaften von AlN und InN [Fuj04]. Daraus ergeben sich stark abweichende ideale Wachstumsbedingungen für die beiden Materialien. Während AlN bei Temperaturen von über 1000 °C gewachsen wird, liegt die Wachstumstemperatur von InN unter 700 °C, da es sonst zu In und N₂ sublimiert [Amb96]. Wird AlN bei Temperaturen um 700 °C gewachsen, führt dies durch die geringe Mobilität der Adatome zu rauen Oberflächen und für dicke Schichten meist zu polykristallinem Wachstum. Zudem wird AlN aufgrund der unerwünschten Vorreaktionen zwischen TMAI und NH₃ standardmäßig unter niedrigen V/III-Verhältnissen mit Wasserstoff als Trägergas gewachsen, während InN idealerweise mit Stickstoff als Trägergas unter hohen V/III-Verhältnissen gewachsen wird. Bis Anfang der 2000er Jahre wurden nur schlechte Kristallqualitäten der Schichten erzielt, weshalb es bis dahin kaum Veröffentlichungen zum Thema AlInN gab. Die dann folgenden Untersuchungen zeigten jedoch, dass sich AlInN bei niedrigen Temperaturen von 700-900 °C, bei niedrigem Reaktordruck, kleinem V/III-Verhältnis und unter Stickstoff als Trägergas mit guter Qualität herstellen lässt [Car03]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Schichten wurden allesamt bei einem Reaktordruck von 70 mbar und einem V/III-Verhältnis von 800 gewachsen. Diese Parameter basieren auf den Untersuchungen zum Wachstum von AlInN im Rahmen der Dissertation von Christoph Hums [Hum12]. Dabei ist die Wachstumstemperatur der entscheidende Parameter, der den Indium-Einbau steuert und somit die AlInN-Komposition festlegt. Dabei bewirkt eine Änderung der Wachstumstemperatur um 10 K eine Änderung der Indium-Konzentration von 1 %. Wie auch in [Hum12, Cos13] beobachtet wurde, wird im entscheidenden Bereich nahe des gitterangepassten Wachstums

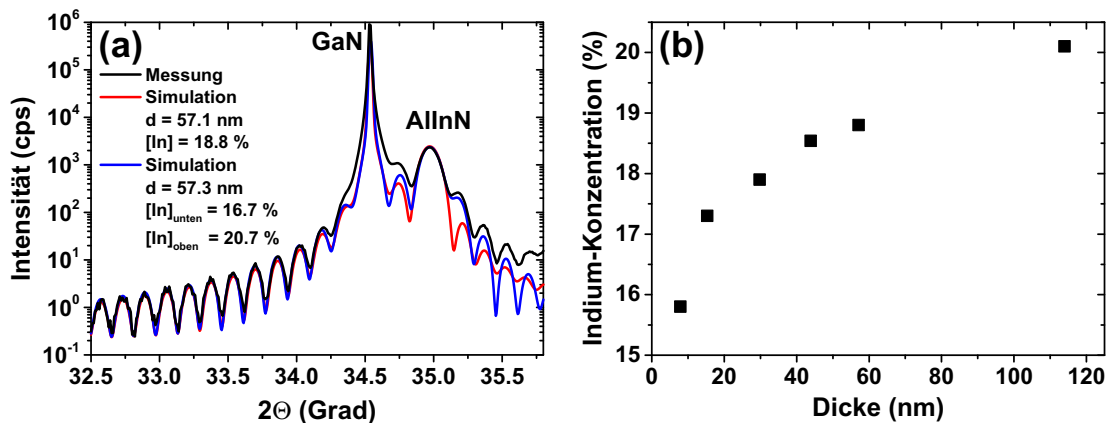


Abbildung 3.1: $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex einer gitterangepassten AlInN-Schicht. Simulationen mit einer homogenen Komposition und einem linearen Gradienten der Komposition (a). Abhängigkeit der mittleren Indium-Konzentration in Abhängigkeit von der AlInN-Schichtdicke (b)

eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen Indium-Gehalt und Temperatur festgestellt. Abbildung 3.1(a) zeigt den symmetrischen $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex einer mit 18.8% In-Gehalt nahezu gitterangepassten Schicht. Der AlInN-Reflex und ausgeprägte Schichtdickenoszillationen sind erkennbar. Diese Oszillationen weisen auf glatte Grenzflächen der Schicht hin und lassen Degradationen der Kristallqualität, wie z.B. eine Phasenseparation, ausschließen. Die Simulation ergibt eine Schichtdicke von $d = 57.1$ nm. Während des des AlInN-Wachstums betrug die Oberflächentemperatur 762 °C bei einer eingestellten Prozesstemperatur von 800 °C. Bei genauerer Betrachtung der XRD-Messung fällt die asymmetrische Form des AlInN-Hauptreflexes auf, welche nicht zufriedenstellend bei Annahme einer konstanten In-Konzentration angepasst werden kann. Es ist bekannt, dass innerhalb von AlInN-Schichten eine Segregation von Indium in Richtung der Oberfläche auftritt [Cos11]. Unter Annahme einer linearen Zunahme der In-Konzentration von 16.7% auf 20.7% in Richtung der Oberfläche ergibt sich eine bessere Anpassung des Röntgendiffraktogramms in Abb. 3.1(a).

Abbildung 3.1(b) zeigt die gemessene In-Konzentrationen von AlInN-Schichten unterschiedlicher Dicke. Als einziger Prozessparameter wurde dabei die Wachstumszeit variiert. Die Temperatur wurde dabei so gewählt, dass eine Schicht mit einer Dicke von 30 nm nominell gitterangepasst ist. Bei dünneren Schichten ist die In-Konzentration drastisch reduziert. Dabei konnte der geringere In-Gehalt durch eine Reduktion der Wachstumstemperatur nur begrenzt kompensiert werden. Durch die Zunahme der mittleren In-Konzentration mit wachsender Schichtdicke liegt die In-Konzentration bei Schichtdicken von über 50 nm über 18%, sodass die Schicht insgesamt kompressiv auf GaN verspannt ist. Buss et al. haben ein ähnliches Verhalten beobachtet [Bus14]. Durch die Anpassung des funktionellen Zusammenhangs zwischen Indium-Konzentration und Schichtdicke wurde geschlossen, dass die erste Monolage der AlInN-Schicht aus reinem AlN besteht. Zusätzlich sehen die Autoren, dass die In-Konzentration ab Dicken von etwa 50 nm bei einem In-Gehalt von 18%

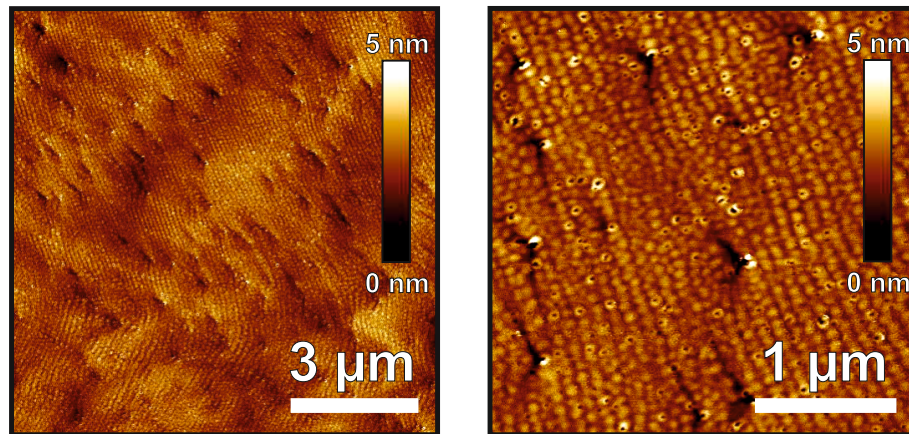


Abbildung 3.2: Oberflächenmorphologie einer gitterangepassten AlInN-Schicht mit einer Dicke von 57 nm.

sättigt. Bei den hier vorgestellten Untersuchungen reduziert sich die Indium-Konzentration von 18.5 % bei einer 46 nm dicken Schicht auf 15.8 % bei einer 7.9 nm dicken Schicht. Vor allen Dingen zeigen unsere Messungen keine Sättigung der In-Konzentration mit zunehmender Schichtdicke. So weist eine 114 nm dicke Schicht einen In-Gehalt von 20.1 % auf. Jedoch ist diese Schicht bereits teilweise relaxiert und weist eine raue Oberfläche auf, die durch eine phasenseparierte AlInN-Schicht verursacht wird, die sich auf der ursprünglich homogenen, glatten AlInN-Schicht herausbildet [PM13].

In Abb. 3.2 ist ein AFM-Bild der Oberflächenmorphologie der gitterangepassten AlInN-Schicht dargestellt. Im Gegensatz zum GaN-Puffer ist kein Stufenflusswachstum zu erkennen und die rms-Rauigkeit für den $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -Scan hat von 0.25 nm auf 0.5 nm zugenommen. Vielmehr ist die Oberfläche nun durch kleine Hügel mit einer lateralen Ausdehnung von circa 100 nm und einer Höhe von 1 nm gekennzeichnet. Zusätzlich sind im Zentrum vieler Hügel kleine V-Pits zu erkennen. Es liegt nahe, das Auftreten dieser V-Pits mit den Versetzungen innerhalb der Schicht zu korrelieren, da beispielsweise bei InGaN Mehrfachquantengraben in LEDs oftmals beobachtet wird, dass sich V-Pits an den Stellen herausbilden, an denen eine Versetzung die aktive Schicht durchdringt [Han05]. Jedoch beobachten andere Forschergruppen eine vergleichbare Morphologie mit V-Pits für AlInN-Schichten auch

Tabelle 3.1: Indium-Gehalt und Rauigkeit der AlInN-Schichten bei unterschiedlicher Dicke (Wachstumszeit)

Probe	in-situ Temperatur [°C]	Dicke [nm]	[In]-Gehalt	rms-Rauigkeit [nm]
A	762	7.9	15.8	0.32
B	758	15.3	17.3	0.38
C	760	29.8	17.9	0.41
D	761	57.1	18.8	0.50
E	766	85.8	17.7	0.70
F	767	110.5	19.1	0.66
G	757	114	20.1	3.02

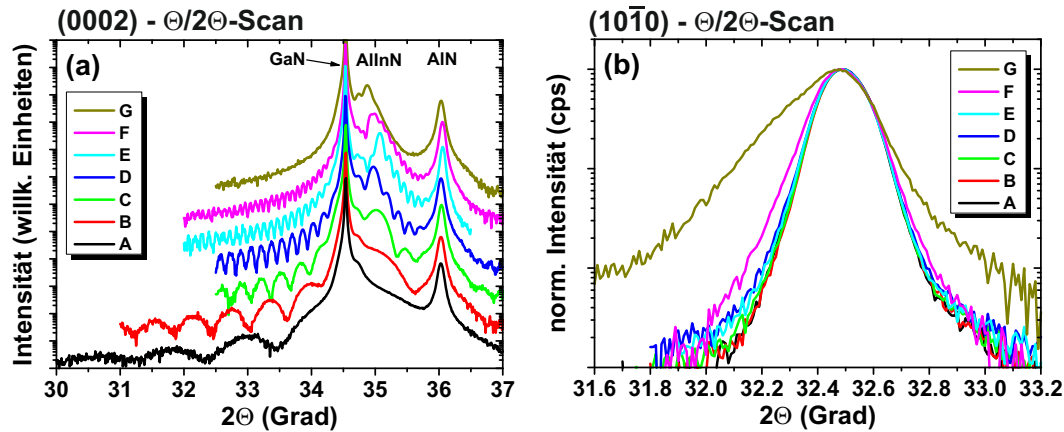


Abbildung 3.3: Symmetrische $\Theta/2\Theta$ -Scans am (0002) und (10 $\bar{1}0$)-Reflex für AlInN-Schichten, bei denen die Wachstumszeit variiert wurde.

auf defektarmen GaN-Substraten. Die Bildung der V-Pits ist daher wahrscheinlich eine intrinsische Eigenschaft vom AlInN [PM13]. Perillat-Merceroz et al. schlussfolgern, dass die Hügel durch eine kinetische Aufrauung entstehen, welche durch eine Ehrlich-Schwöbel-Barriere begünstigt wird, die die Atome daran hindert, eine atomare Stufe nach unten zu springen.

In Tabelle 3.1 sind Eigenschaften der Proben der AlInN-Dickenserie aufgeführt. Um Gitteranpassung auch bei Proben mit größerer Schichtdicke zu erzielen, wurden nachträglich zwei Proben bei leicht höherer Prozesstemperatur gewachsen (Probe E und F). Die in-situ gemessene Temperatur zeigt allerdings auch bei den anderen Proben leichte Abweichungen der Wachstumstemperatur, obwohl die Prozesstemperatur am Reaktor gleich eingestellt war, was auf anlagenbedingte Schwankungen zurückgeführt werden kann.

Abbildung 3.3 zeigt $\Theta/2\Theta$ -Scans unter spekulärem und streifendem Einfall für die Proben aus Tabelle 3.1. Mit zunehmender Schichtdicke wird der Abstand der Schichtdickenszillationen kleiner. Dabei lässt sich aus der Lage des AlInN (0002)-Reflexes die Zunahme des In-Gehalts mit zunehmender Schichtdicke ablesen. Durch die höhere Wachstumstemperatur und den somit reduzierten In-Gehalt ist bei den Proben E und F der AlInN-Reflex zu größeren Winkeln verschoben. Die Existenz der Schichtdickenszillationen weist auf glatte Grenz- und Oberflächen und eine gute Kristallinität hin. Nur bei Probe G mit einer nominalen Dicke von 114 nm ist der AlInN-Reflex verbreitert, aufgespalten und Oszillationen sind nicht mehr erkennbar, was auf Phasenseparation und Defektbildung hinweist. Wie die Proben E und F zeigen, kann bei besserer Gitteranpassung eine höhere Schichtqualität auch bei ähnlicher Dicke erzielt werden. So treten bei der 110 nm dicken Probe F Schichtdickenszillationen auf. Allerdings weist der AlInN-Peak schon eine deutliche Asymmetrie auf, was auf zusätzliche Inhomogenitäten in der AlInN-Komposition hindeutet. Mit Hilfe von GIID-Messungen am (10 $\bar{1}0$)-Reflex wurde der Verspannungszustand der einzelnen AlInN-Schichten untersucht. Die Schichten bis zu einer Dicke von 85 nm sind komplett verspannt. Die 114 nm dicke Schicht G, bei der keine Schichtdickenszillationen im symmetrischen

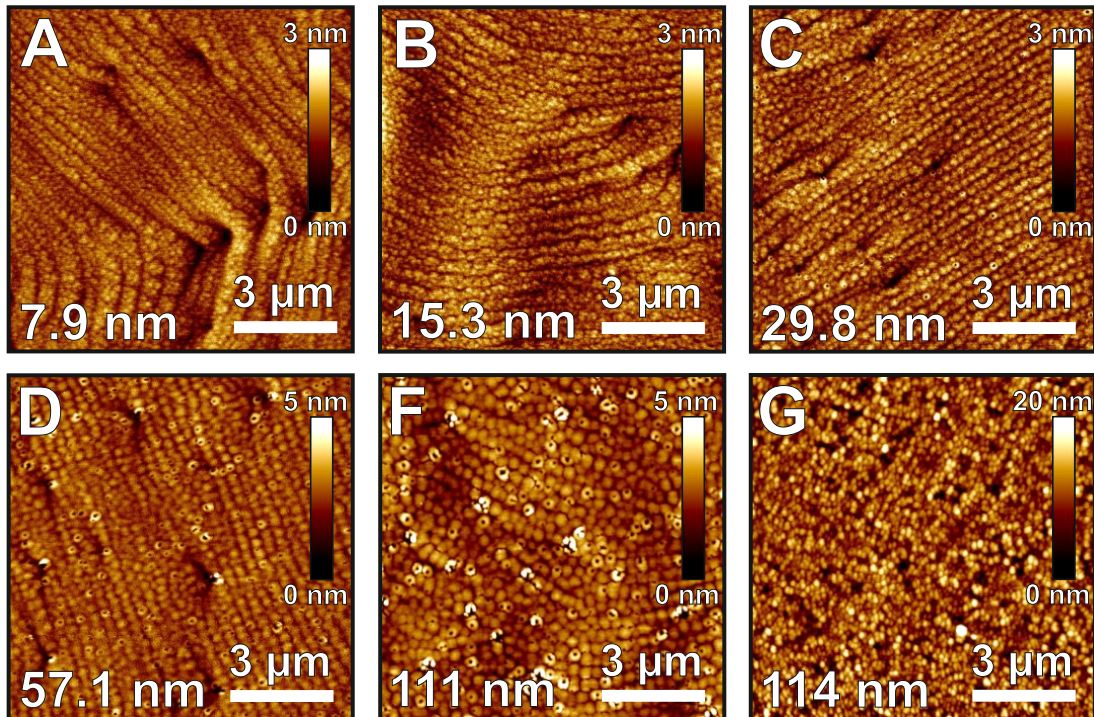
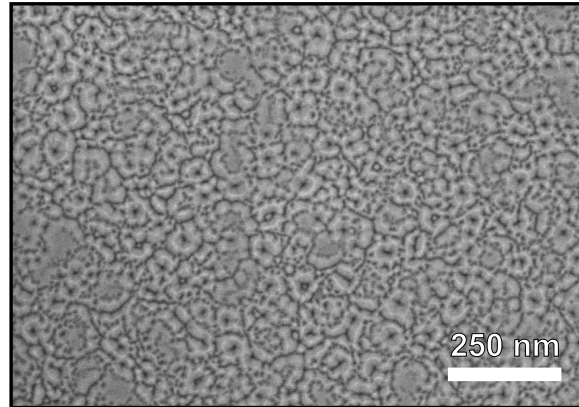


Abbildung 3.4: AFM-Oberflächenmorphologie der AlInN-Schichten, bei denen die Wachstumszeit variiert wurde (Eigenschaften der Schichten in Tabelle 3.1).

Scan auftreten, zeigt jedoch eine deutliche Schulter in Richtung kleinerer 2θ -Winkel. Somit gibt es relaxierte Anteile in der Schicht, die eine größere a -Gitterkonstante als GaN besitzen und somit einen höheren Indium-Gehalt als 18% aufweisen. Die AlInN-Schicht F mit vergleichbarer Dicke ist im Gegensatz dazu noch nahezu vollverspannt aufgewachsen. Eine leichte Verbreiterung der Kurve auf der Seite kleinerer Beugungswinkel weist dennoch auf erste Anzeichen von Gitterrelaxation hin (siehe Abb. 3.3(b)).

In Abb. 3.4 sind die zugehörigen AFM-Messungen der AlInN-Schichten dargestellt. Bereits bei einer Dicke der AlInN-Schicht von 7.9 nm tritt eine veränderte Oberflächenmorphologie im Vergleich zum GaN-Puffer auf. Zwar sind Wachstumsstufen noch zu erkennen, jedoch kommt es entlang der Stufen schon zu einer Aufrauung und Hügel mit einer lateralen Ausdehnung von 100 nm sind erkennbar. Bei Probe B mit einer Dicke von 15.3 nm nimmt die Rauigkeit weiter zu, aber es lassen sich noch keine V-Pits erkennen. Ab einer Schichtdicke von etwa 30 nm (Probe C) haben sich die charakteristischen Hügel deutlich herausgebildet und erste V-Pits erscheinen. Mit weiter zunehmender Schichtdicke dehnen sich die Pits aus und die Pitdichte erhöht sich (Probe D). Bei der 110 nm dicken Probe F kommt es bereits zur Koaleszenz von V-Pits. Wie die Röntgenmessungen bereits gezeigt haben, ist bei Probe G mit gleicher Dicke aber 1% höherem In-Gehalt eine starke Degradation aufgetreten, die zu einer Zunahme der rms-Rauigkeit auf 3 nm führt. Im FE-REM (Abb. 3.5 sind Erhöhungen um die ursprünglichen V-Pits und die Koaleszenz von V-Pits zu erkennen. Die gleiche Morphologie wird auch in [PM13] bei einer 500 nm dicken AlInN-Schicht auf einem GaN-Substrat mit geringer Versetzungsdichte beobachtet. Dabei wurde festgestellt,

Abbildung 3.5: FEREM-Aufnahme der Oberfläche der 114 nm dicken, teilweise relaxierten AlInN-Schicht (Probe G).



dass sich Gebiete mit lokal unterschiedlichen Indium-Konzentrationen bilden, was zu einem kolumnaren Wachstumsmodus führt.

Der Zunahme des In-Gehalts mit der Schichtdicke lässt sich durch gezielte Temperaturerhöhung teilweise entgegenwirken. Eine 50 nm dicke AlInN-Schicht, bei der die Wachstumstemperatur sukzessive um 40 °C erhöht wurde, weist jedoch immer noch eine Zunahme der In-Konzentration um 2.6 % auf. Auch durch Änderung der Temperatur über einen noch größeren Bereich konnte die Indium-Konzentration in der Schicht nicht homogenisiert werden. Wie auch in [Cos11] beobachtet wird, deutet dies auf einen sehr hohen Segregationskoeffizienten von Indium hin. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Indiumatom aus der obersten Schicht in die nächste Schicht segregiert. Durch die verschiedenen Atomgrößen und Hopping-Raten der Al- und In-Atome [Gra96] ist die Oberflächensegregation von Indium so stark, dass sie nicht durch eine Temperaturrampe kompensiert werden kann.

3.2 Thermische Stabilität von AlInN

Für den Einsatz in Bragg-Reflektoren ist die thermische Stabilität von AlInN von entscheidender Bedeutung, da die GaN $\lambda/4$ -Schichten bei wesentlich höheren Temperaturen von über 1000 °C gewachsen werden müssen, um eine gute Qualität des GaNs zu gewährleisten. Wenn das AlInN beim Wechsel auf diese Temperatur erheblich degradiert, würde das seine Verwendung in Bragg-Reflektoren praktisch ausschließen. In Vorarbeiten wurde die thermische Stabilität von AlInN bereits von Gadanez et al. [Gad07] untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass vollverspanntes, nahezu gitterangepasstes AlInN sehr temperaturstabil ist und bei thermischer Belastung nicht degradiert. Allerdings wurden die Schichten bei diesen Versuchen nur einer maximalen Temperatur von 960 °C ausgesetzt. Weiterhin wurde festgestellt, dass teilrelaxierte Proben beim Erhitzen weiter degradieren und die relaxierten Anteile dadurch einen starken Verlust an Indium erleiden. Um diese Beobachtungen zu überprüfen, wurde von einer 30 nm dicken AlInN-Schicht (Probe C) mit einer Indium-Konzentration von 17.9 % ein GIID-Tiefenmap angefertigt. Nach zweimaliger Temperung der Probe bei

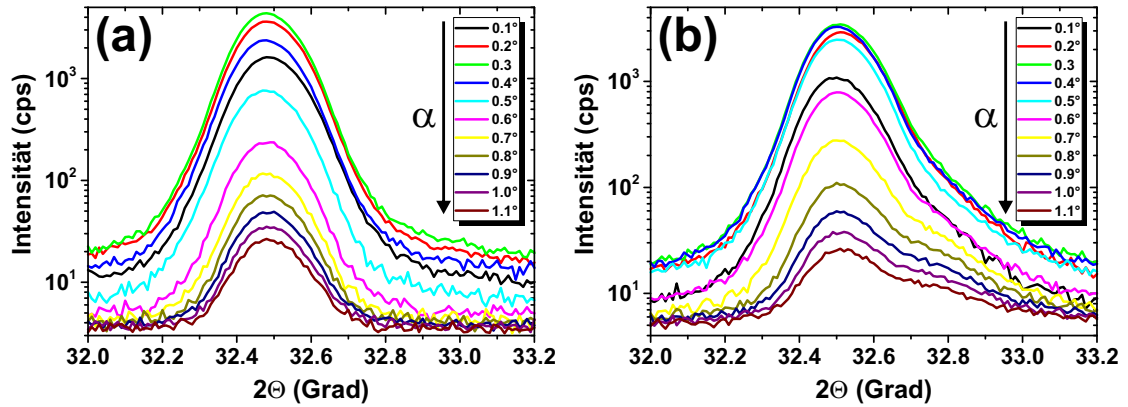


Abbildung 3.6: GIID-Tiefenmap einer AlInN-Schicht, die zweimal für 5 Minuten bei 950 °C im RTA annealt wurde (a) und einer AlInN-Schicht, die direkt nach dem Wachstum im Reaktor auf 1115 °C erhitzt wurde (b).

950 °C zeigte sich keine Veränderung des Diffraktogramms, sodass eine Veränderung der kristallinen Eigenschaften ausgeschlossen werden kann (Abb. 3.6(a)).

Wird eine unbedeckte AlInN-Schicht allerdings direkt auf 1115 °C Prozesstemperatur geheizt, zeigen sich Degradationen in den $\theta/2\theta$ -Scans. Zwar sind im symmetrischen Scan immer noch Schichtdickenoszillationen zu erkennen, jedoch sind diese minimal geringer ausgeprägt als bei nicht erhitzten AlInN-Schichten. Im GIID-Tiefenmap der aufgeheizten AlInN-Schicht (Abb. 3.6(b)) ist ein relaxierter Anteil mit kleinerer Gitterkonstante sichtbar.

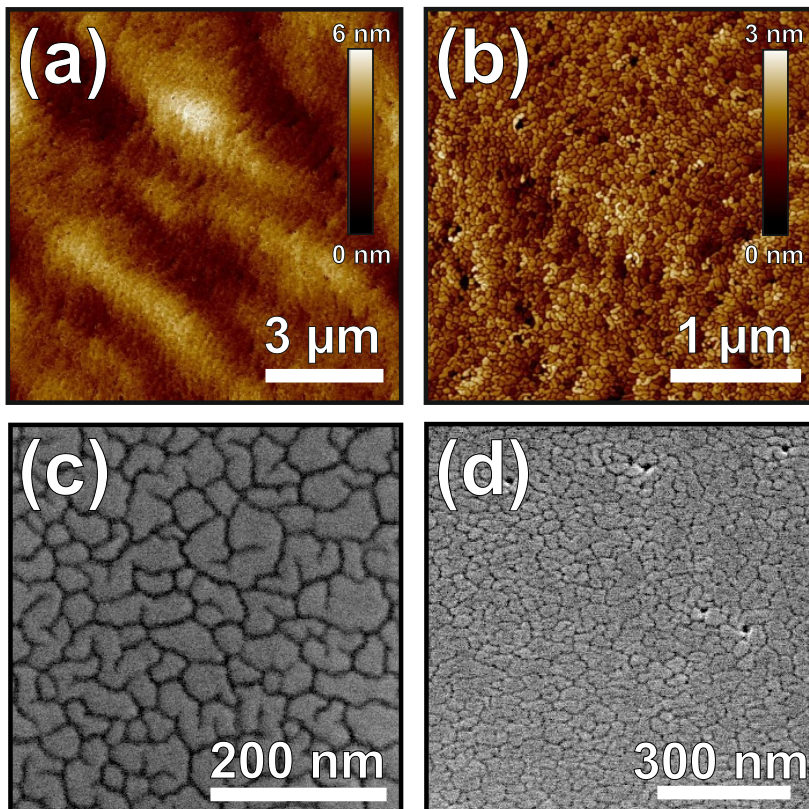


Abbildung 3.7: Oberflächenmorphologie einer AlInN-Schicht, die nach dem Wachstum auf GaN-Bedingungen aufgeheizt wurde. AFM-Bilder (a), (b) und FEREM-Aufnahme unter senkrechter Betrachtung der Oberfläche (c) und unter 45° Neigungswinkel (d).

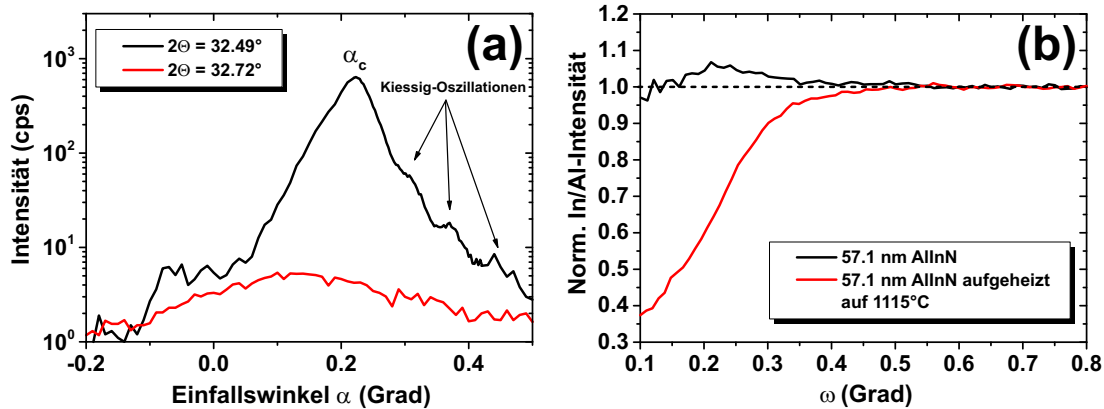


Abbildung 3.8: GIID α - β -Scans am $(10\bar{1}0)$ Reflex für den vollverspannten Anteil bei $2\Theta = 32.49^\circ$ und den relaxierten Anteil bei $2\Theta = 32.72^\circ$ (a) und GIXRF-Messungen des In/Al-Verhältnisses in Abhängigkeit vom Einfallswinkel einer 57 nm dicken standardmäßigen AlInN-Schicht und derselben Schicht nach Aufheizen auf 1115°C im Reaktor (b)

Außerdem ist die relative Intensität dieses Anteils bezogen auf den Hauptpeak bei größerer Eindringtiefe der Strahlen höher. Wie auf den Oberflächenaufnahmen in Abb. 3.7 zu erkennen ist, zeigt sich nach der Temperung eine veränderte Morphologie der Schichten mit Mikrorissen. Bei GIID- α - β -Scans (Abb. 3.8(a)) wird deutlich, dass der relaxierte Anteil bei $2\Theta = 32.72^\circ$ keinen definierten kritischen Winkel α_c der Totalreflexion aufweist und dass die maximale Beugungsintensität im Vergleich zum pseudomorphen Anteil bereits bei kleinerem Einfallswinkel α erreicht wird. Somit kann der relaxierte Anteil der Schicht an der AlInN-Oberfläche lokalisiert werden. Die Abwesenheit des kritischen Winkels der Totalreflexion ist dadurch begründet, dass die Schicht an der Oberfläche nicht komplett geschlossen ist und Mikrorisse aufweist.

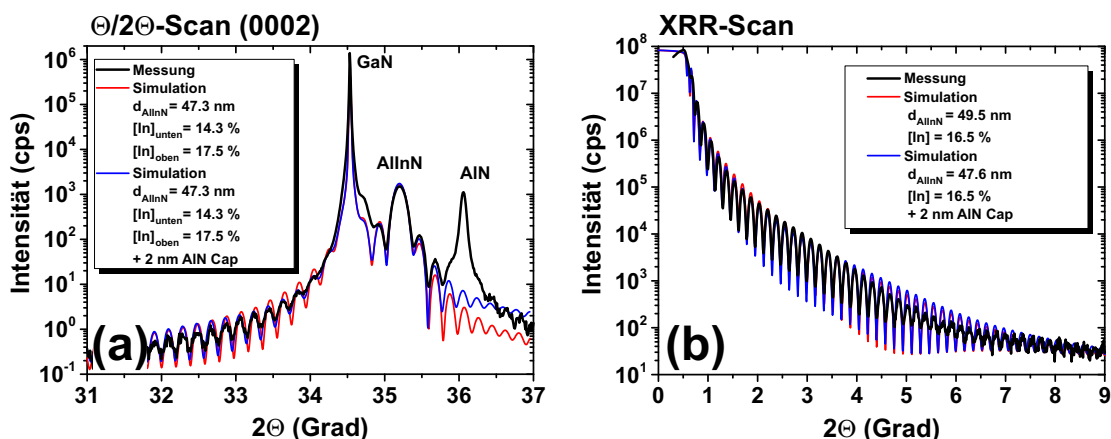


Abbildung 3.9: $\theta/2\theta$ -Scan am (0002) -Reflex (a) und XRR-Scan (b) einer ca. 49 nm dicken AlInN-Schicht, die nach dem Wachstum auf GaN-Bedingungen aufgeheizt wurde. In den Simulationen wurde eine einfache AlInN-Schicht bzw. eine AlInN-Schicht mit einer AlN-Deckschicht angenommen.

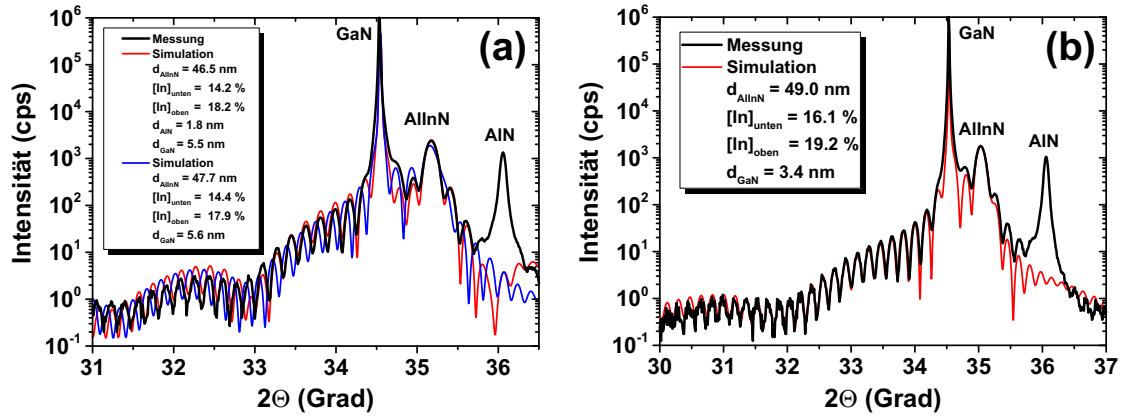


Abbildung 3.10: $\theta/2\theta$ -Scans am (0002)-Reflex einer AlInN-Schicht, die mit einer dünnen GaN-Deckschicht überwachsen wurden. Bei (a) wurde das GaN bei hoher Temperatur von 1115 °C gewachsen und bei (b) wurde das GaN-Wachstum bei 800 °C begonnen und dann innerhalb der 25 sekundigen Wachstumszeit der GaN-Schicht auf 935 °C erhöht.

Aus tiefenaufgelösten Röntgenfluoreszenzmessungen wurden die relativen In- und Al-Konzentrationen einer AlInN-Schicht vor und nach der Temperung verglichen (Abb. 3.8(b)). Nähere Details zu dieser Methode sind in [Les14] erläutert. Vor der Temperung ist eine In-Anreicherung an der Oberfläche aufgrund der Segregationseffekte vorhanden. Nach Temperung wurde eine stark reduzierte In-Konzentration an der Oberfläche gemessen, was mit In-Desorption während der Temperung erklärt werden kann. Daraus resultiert eine Al-reiche Schicht, die stark tensil verspannt ist und damit die Rissbildung erklärt.

Mit dieser Information konnten auch genauere Simulationen der in Abb. 3.9 gezeigten HRXRD-Messung am (0002)-Reflex und der Reflektometrie-Messung an einer getemperten AlInN-Schicht erreicht werden. Erst die Annahme einer 2 nm dicken AlN-Schicht auf der Oberfläche einer 47.3 nm dicken gradierten AlInN-Schicht führt zu übereinstimmenden Simulationsergebnissen beider Röntgenuntersuchungsmethoden.

Wird die AlInN-Schicht bei 1115 °C mit einer dünnen GaN-Schicht überwachsen, zeigen die Röntgenbeugungsdaten keine Abweichung der Gitterkonstanten zum GaN-Puffer. Offensichtlich findet die Rissbildung und Relaxation an den Facetten erst beim Abkühlen statt, sodass die dünne AlN-Schicht bei Wachstumstemperatur noch voll verspannt ist. Abbildung 3.10(a) zeigt dabei, dass für die Anpassung der Röntgenmessung im Bereich des AlInN-Peaks die Annahme einer dünnen AlN-Schicht auf dem AlInN notwendig ist. Wird die Simulation ohne eine AlN-Schicht durchgeführt, tritt immer eine Phasenverschiebung der Schichtdickenoszillationen auf. Positiv ist die schnelle Glättung der Oberfläche beim GaN-Wachstum, sodass die regelmäßige Stufenstruktur auf der Oberfläche bereits nach einer GaN-Dicke von 5 nm beobachtet wird.

Abbildung 3.10(b) zeigt das Diffraktogramm einer AlInN-Schicht, deren Oberfläche zunächst mit einer GaN-Schicht bei 800 °C bedeckt wurde. Während des Wachstums der

3.4 nm dicken Schicht wurde die Prozesstemperatur auf 935 °C erhöht. Diese Methode reduziert bzw. verhindert die In-Desorption und vermeidet die Bildung der dünnen AlN-Schicht.

3.3 Brechungsindex von AlInN bei Wachstumstemperatur

Durch die Komplexität des Wachstums von AlInN bietet die in-situ Überwachung besonders beim Wachstum von AlInN/GaN Bragg-Reflektoren ein sehr großes Anwendungspotential. Für die Analyse der in-situ Reflexionsmessungen während des Wachstums der DBRs müssen die optischen Konstanten der im DBR verwendeten Materialien bei Wachstumstemperatur bekannt sein. Bisher wurde der Brechungsindex von AlInN bei hohen Temperaturen nicht untersucht. Eine Ursache dafür ist, dass keine dicken AlInN-Schichten mit hoher kristalliner Qualität hergestellt werden können. Daher kann die Genauigkeit der Analyse der FPOs nicht durch Anpassung über viele Perioden der oszillierenden Transiente gesteigert werden. Abbildung 3.11 zeigt die in-situ Messung einer ca. 220 nm dicken, nominell gitterangepassten AlInN-Schicht auf GaN.

Die Reflexionstransiente bei $\lambda = 405$ nm zeigt ab einer AlInN-Wachstumszeit von etwa 70 Minuten (Prozesszeit $t = 190$ min) eine Reduktion der FPO-Amplitude, was auf eine Aufrauung der Schicht zurückzuführen ist. Die Schichtdicke beträgt zu diesem Zeitpunkt etwa 150 nm. Es wurden daher nur die ersten ca. 170 nm der AlInN-Schicht berücksichtigt. Die drei Transienten konnten mit Hilfe der LayTec AnalysR-Software mit einer einheitlichen

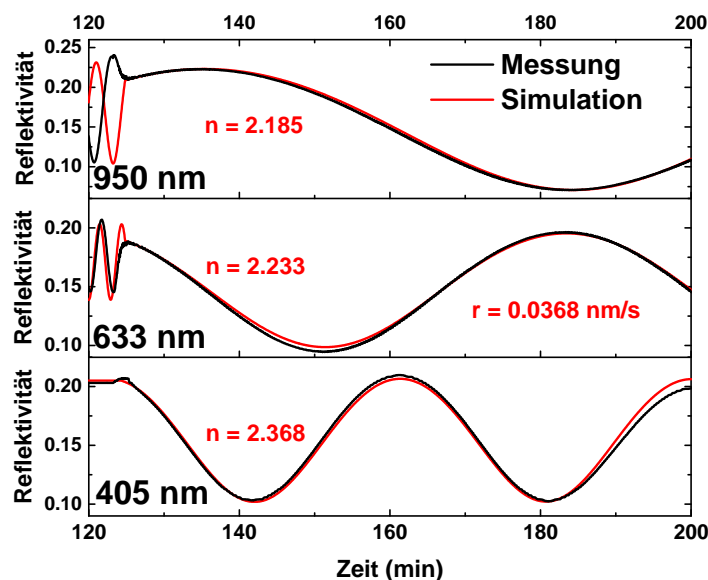


Abbildung 3.11: Reflexionstransienten einer 220 nm dicken gitterangepassten AlInN-Schicht (angepasst und dargestellt sind nur die ersten 170 nm) mit Simulationen zur Bestimmung der optischen Konstanten und der Wachstumsrate

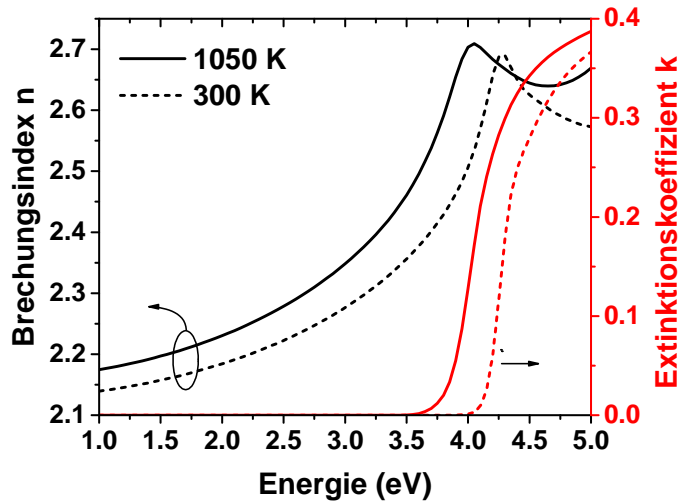


Abbildung 3.12: Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von gitterangepasstem AlInN bei Raumtemperatur und Wachstumstemperatur. Raumtemperaturdaten aus [Sak11] entnommen.

Wachstumsrate von 0.037 nm/s angepasst werden. Wie zu erwarten, nimmt der Brechungsindex mit kürzerer Wellenlänge zu (siehe Abb. 3.11) während der Extinktionskoeffizient bei allen drei Wellenlängen vernachlässigbar klein ist. Die optischen Konstanten von gitterangepasstem AlInN bei Raumtemperatur wurden aus der Veröffentlichung von Sakalauska et al. entnommen [Sak11]. Mit der dielektrischen Funktion von gitterangepasstem AlInN über den gesamten sichtbaren Spektralbereich bei Raumtemperatur und den bestimmten optischen Konstanten bei Wachstumstemperatur konnte anschließend eine temperaturskalierbare Dispersion für gitterangepasstes AlInN erzeugt werden. In Abbildung 3.12 sind die resultierenden Brechungsindizes und Extinktionskoeffizienten bei Raumtemperatur und Wachstumstemperatur dargestellt. Das zugrunde liegende Extrapolationsverfahren ist in [Tre05] beschrieben und soll hier nicht näher erläutert werden.

4 Wachstum von AlInN-basierten DBRs

Nachdem im vorherigen Kapitel die Herstellung von glatten, qualitativ hochwertigen AlInN-Schichten demonstriert wurde, wird nun das Wachstum von gitterangepassten AlInN/(Al)GaN basierten Bragg-Reflektoren für den sichtbaren sowie den nahen UV-Spektralbereich beschrieben. Dabei wird insbesondere die Bedeutung der in-situ Prozessüberwachung für die reproduzierbare Herstellung von hochreflektierenden Spiegeln aufgezeigt.

4.1 AlInN/GaN DBRs für den sichtbaren Spektralbereich

Abbildung 4.1 zeigt die Entwicklung der in-situ gemessenen Reflektivität über einen breiten Spektralbereich beim Wachstum eines blauen DBRs mit 45 AlInN/GaN-Schichtpaaren. Die Messung, die mit einem EpiRAS[®] TT-Sensor durchgeführt wurde, zeigt ein ähnliches Verhalten wie die simulierte Entwicklung der Reflektivität in Abb. 2.9. Nach einigen Perioden entwickelt sich ein ausgeprägtes Stoppband bei einer Wellenlänge von $\lambda = 434$ nm und mit zunehmender Schichtdicke rücken die Seitenbandoszillationen zusammen und nähern sich dem Stoppband an. Die Reflektivität steigt zunächst mit zunehmender Anzahl der Schichtpaare an und erreicht einen Maximalwert von 90 %. Dies ist in Übereinstimmung mit dem simulierten Reflexionsverhalten. Das Stoppband ist asymmetrisch und fällt auf der hochenergetischen Seite ab. Dieses Verhalten zeigt den Einfluss der GaN-Absorption bei

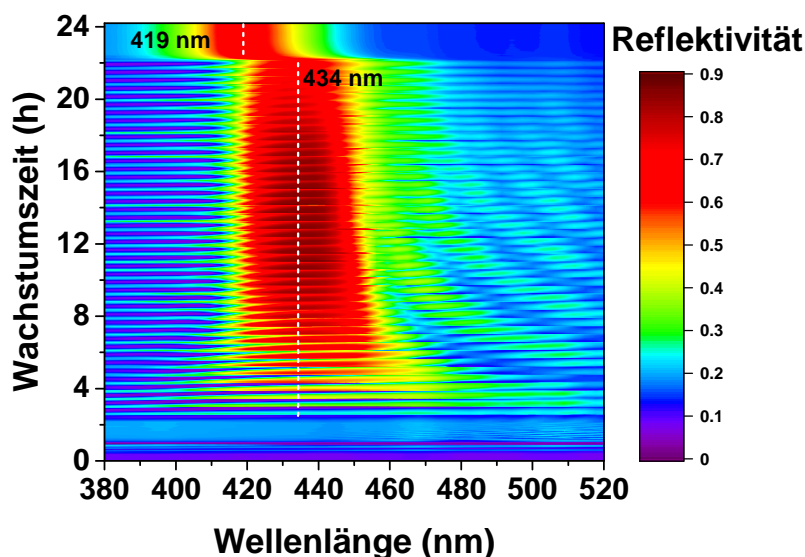


Abbildung 4.1: In-situ Entwicklung des Reflexionsspektrums während des Wachstumsprozesses eines 45-fachen AlInN/GaN DBRs

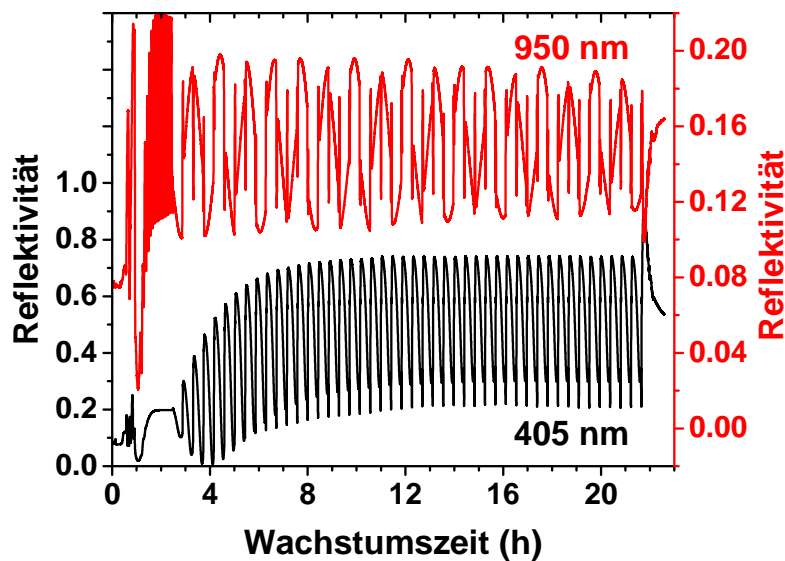


Abbildung 4.2: In-situ Reflexionstransienten bei $\lambda = 405 \text{ nm}$ und $\lambda = 950 \text{ nm}$ für eine AlInN/GaN DBR-Struktur mit 45-Schichtpaaren.

Wachstumstemperatur. Nach dem Wachstum von etwa 30 DBR-Perioden ist eine Reduktion der maximalen Reflektivität im Stopppband auffällig. Ursache ist eine Rissbildung infolge der Gitterfehlanpassung durch einen zu geringen In-Gehalt in den AlInN-Schichten. Abbildung 4.1 zeigt außerdem den Einfluss der Änderung der Brechungsindizes auf das Stopppband beim Abkühlen der Probe von AlInN-Wachstumstemperatur auf Raumtemperatur. Die Zunahme der Bandlücken von GaN und AlInN bei geringerer Temperatur führt zu einer Verringerung der Brechungsindizes, was eine Blauverschiebung des Stopppbands von 15 nm beim Abkühlen von ca. $800 \text{ }^\circ\text{C}$ auf Raumtemperatur zur Folge hat.

In Abbildung 4.2 sind die in-situ Reflexionstransienten bei den Wellenlängen $\lambda = 405 \text{ nm}$ und $\lambda = 950 \text{ nm}$ beim Wachstum eines 45-paarigen AlInN/GaN Bragg-Reflektors dargestellt. Hierbei wurde der EpiCurve[®] TT Sensor verwendet. Mit Hilfe der in-situ Krümmungs- und Temperaturmessung konnte die Wachstumstemperatur so eingestellt werden, dass ein gitterangepasstes Wachstum für AlInN resultierte. Das DBR-Wachstum beginnt nach etwa 2.5 Stunden im Anschluss an das Wachstum des GaN-Puffers. Die AlInN- $\lambda/4$ -Schichten wurden bei einer Prozesstemperatur von $805 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen und die GaN- $\lambda/4$ -Schichten bei $1115 \text{ }^\circ\text{C}$. Auf Grund der geringen AlInN-Wachstumsrate ist in der Gesamtdarstellung der Reflexionstransienten praktisch nur die Entwicklung der Reflektivität während des AlInN-Wachstums sichtbar. Das Wachstum der GaN-Schichten entspricht den steilen Reflexionsänderungen in den Transienten. Die gesamte Wachstumszeit für den Reflektor beträgt 22 Stunden. Somit müssen konstante Reaktorbedingungen über den gesamten Zeitraum vorliegen. Allerdings können sich beispielsweise im Laufe des Prozesses parasitäre Ablagerungen im Quarzliner bilden, die zu einer Änderung der Strömungsverhältnisse und Temperaturverteilung im Reaktor führen und die Wachstumsraten oder die Komposition beeinflussen. Aus diesem Grund ist es vorteilhaft, das Reaktorinnenleben vor jedem

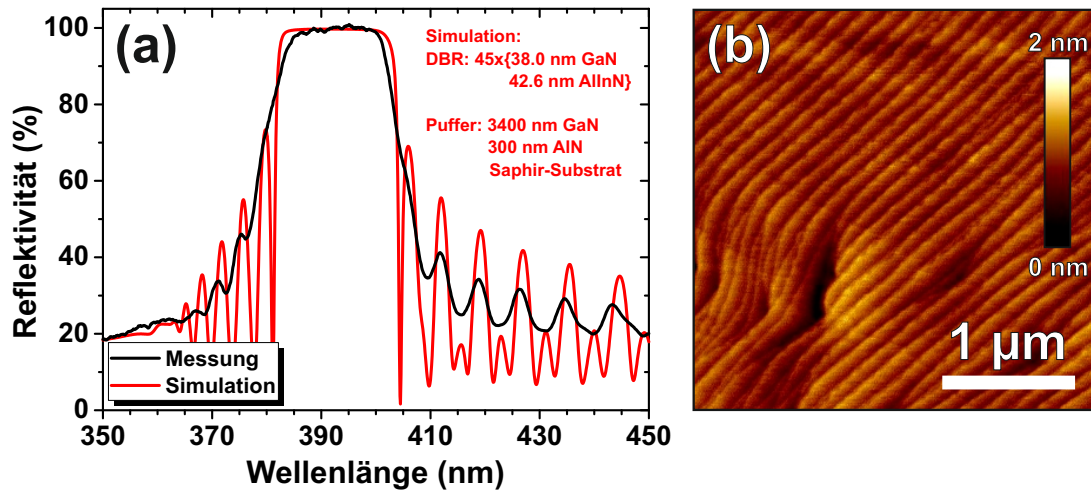


Abbildung 4.3: Reflexionsspektrum und Simulation eines 45-paarigen AlInN/GaN DBRs, dessen in-situ Reflexionstransienten in Abb. 4.2 dargestellt sind (a). $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -AFM-Bild eines 45-fachen AlInN/GaN DBRs (b).

Prozess von dicken Ablagerungen zu befreien. Die Transiente bei $\lambda = 950 \text{ nm}$ zeigt eine konstante mittlere Reflektivität während des DBR-Wachstums, was auf eine konstant glatte Oberfläche hindeutet. Die Abnahme der FPOs im Verlauf des Prozesses ist auf den lateralen Schichtdickengradienten und die spektrale Breite der Lichtquelle zurückzuführen. Die Reflexionstransiente bei $\lambda = 405 \text{ nm}$ zeigt ein anderes spektrales Verhalten. Bei dieser Wellenlänge dringt das Licht nur etwa in die obersten 15 Spiegelpaare ein. Nach Wachstum der ersten 15 Spiegelpaare bestätigt die Konstanz der Einhüllenden ebenfalls eine glatte Oberfläche während des Wachstums. Aus der Form und dem Verhalten der Einhüllenden lässt sich dabei bereits frühzeitig die zentrale Wellenlänge des Stoppbands ermitteln. Im gezeigten Beispiel beträgt diese bei Prozesstemperatur 405 nm und dementsprechend bei Raumtemperatur 390 nm .

Dies wird durch das ex-situ Reflexionsspektrum in Abb. 4.3(a) bestätigt. Das Stoppband besitzt über einen Wellenlängenbereich von 12 nm eine Reflektivität von über 99% . Die zentrale Stoppbandwellenlänge liegt bei $\lambda = 393 \text{ nm}$ und die Halbwertsbreite des Stoppbands beträgt 30 nm . Eine vergleichbar hohe optische Qualität von AlInN/GaN-basierten DBRs konnte bisher nur von der Gruppe von Prof. Nicolas Grandjean am EPFL [Car05b, Cos11], von Usov et al. [Uso10] oder von Furuta et al. [Fur16] demonstriert werden. Transfer-Matrix-Simulationen geben die gemessene Stoppband-Position und maximale Reflektivität gut wieder. Abweichungen bezüglich der Breite und Schärfe des Stoppbands haben ihre Ursache vor allem im lateralen Schichtdickengradienten, der in Verbindung mit dem relativ großen Messfleck zu einer Überlagerung örtlich unterschiedlicher Stoppbänder führt.

Für optimierte Spiegelstrukturen konnte übereinstimmend weder in TEM, XRD,

noch in AFM-Messungen eine Erhöhung der Defektdichte gefunden werden. Die rms-Oberflächenrauigkeit beträgt 0.15 nm für eine $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -Fläche, was der Rauigkeit dicker GaN-Schichten entspricht (Abb. 4.3(b)).

4.2 AlInN/GaN DBRs mit verbesserten Grenzflächen

Die Desorption von In aus den AlInN-Schichten beim Aufheizen auf 1115°C kann potentiell zu einer verminderten Reflektivität der Bragg-Spiegel führen. Abbildung 4.4(a) zeigt ein STEM-Bild aus einem AlInN/GaN DBR. Bei Betrachtung des Übergangs von AlInN zu GaN ist eine dünne Schicht mit dunklem Kontrast erkennbar. Dabei handelt es sich um die schon angesprochene etwa 2 nm dünne AlN-Schicht. Da das Überwachsen mit GaN bei 1115°C wieder zu einer sehr glatten Oberfläche führt, lassen sich aber tatsächlich Spiegel mit Reflektivitäten von über 99 % erreichen. Das in Kapitel 3 vorgestellte Verfahren mit einer kalt gewachsenen GaN-Bedeckungsschicht und einem anschließenden GaN-Wachstum bei 935°C kann die Desorption von Indium effektiv unterbinden. Für das Wachstum von Bragg-Spiegeln ist die Wachstumstemperatur von 935°C für die GaN $\lambda/4$ -Schichten jedoch nachteilig und führt zu Rauigkeiten und der Bildung von V-Pits, wie die FEREM-Aufnahme der Bruchkante eines DBRs mit 36 Perioden zeigt (Abb. 4.4(b)), und in der Folge resultiert eine verminderte Reflektivität. Im Laufe des Wachstums haben sich V-Pits unterschiedlicher Größe ausgebildet, wobei die größeren V-Pits an der Probenoberfläche einen Kraterdurchmesser von über $1 \mu\text{m}$ besitzen. Es ist anzunehmen, dass die Bildung der V-Pits durch kleine V-Pits in den AlInN-Schichten induziert wird. Durch die geringe Temperatur beim GaN-Wachstum reicht die Mobilität der Adatome nicht aus, um die Oberfläche wieder vollständig zu glätten. Dieser Effekt verstärkt sich und pflanzt sich durch den Spiegel fort. Aus diesem Grund sind auch noch keine V-Pits bei einer einzelnen, dünnen GaN-Schicht, die bei geringer Temperatur gewachsen wurde, zu erkennen.

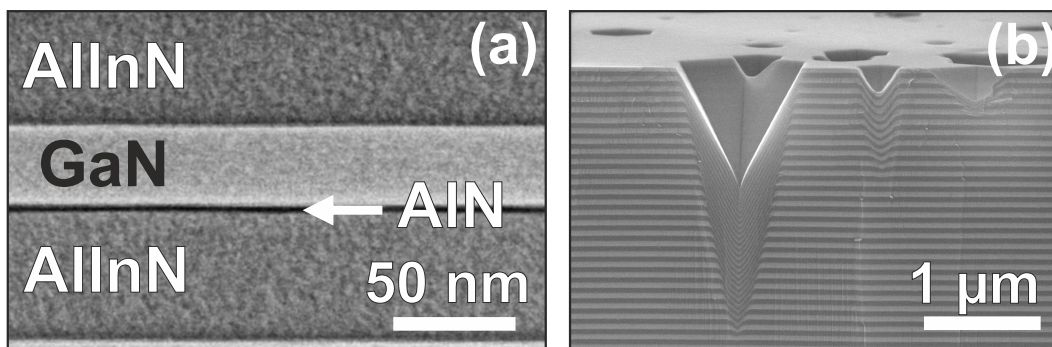


Abbildung 4.4: STEM-Aufnahme der AlInN/GaN Grenzfläche eines DBRs bei direktem Aufheizen von AlInN auf GaN Bedingungen (a). FEREM-Aufnahme der Bruchkante eines AlInN/GaN DBRs, bei dem das GaN bei reduzierter Temperatur unter Anwendung einer linearen Temperaturrampe von 800°C auf 935°C gewachsen wurde (b).

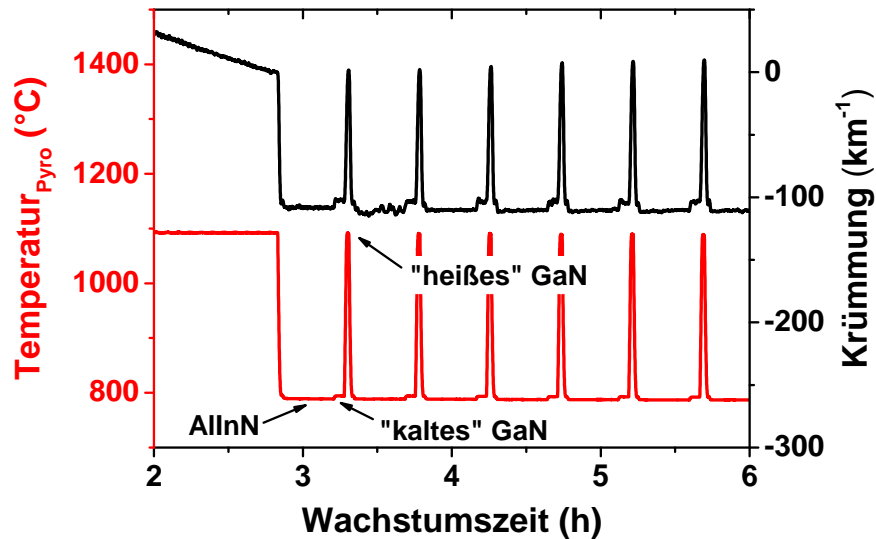


Abbildung 4.5: In-situ gemessene Temperatur- und Krümmungstransiente beim Wachstum eines AlInN/GaN-DBRs. Die AlInN-Schichten wurden hier zunächst mit 5 nm GaN bei AlInN-Temperatur überwacht, bevor die Temperatur auf standardmäßige GaN Bedingungen erhöht wurde.

Um die Bildung der V-Pits zu verhindern, ist offensichtlich eine Erhöhung der GaN-Wachstumstemperatur notwendig. Mit Hilfe eines Zwei-Stufen-Prozesses, bei dem zunächst 5 nm GaN unter Stickstoff bei AlInN-Temperatur und der Rest der GaN-Schicht bei hoher Temperatur mit Wasserstoff als Trägergas gewachsen wurde, konnte eine glatte GaN-Oberfläche erreicht und gleichzeitig die Indium-Desorption vermieden werden. Ein solcher Vorschlag wurde bereits in [Sad09] gemacht, allerdings zeigen die Forscher keine Ergebnisse des Zwei-Stufen-Prozesses beim Wachstum von DBRs. In Abbildung 4.5 sind die in-situ Temperatur- und Krümmungstransienten für das Wachstum eines Bragg-Reflektors dargestellt, bei dem der beschriebene zweistufige Prozess für das GaN-Wachstum verwendet wurde. Die Transienten zeigen eine leichte Änderung der Temperatur und der Krümmung während des 4-minütigen Wachstums des kalten GaNs. Dieser Effekt wird durch die Änderung der Wärmeleitfähigkeit der Gasatmosphäre verursacht, wenn der Reaktordruck beim Wechsel von AlInN auf GaN von 70 mbar auf 200 mbar erhöht wird.

In Nomarski-Mikroskop Aufnahmen und AFM-Bildern lassen sich keine V-Pits auf der Oberfläche der Probe nachweisen und eine glatte Oberflächenmorphologie mit regulärem Stufenfluss wird beobachtet. In Abbildung 4.6 werden Röntgendiffraktometrie- und Röntgenreflektometrie-Messungen an DBRs mit und ohne optimiertem Überwachen der AlInN-Schichten verglichen. Im $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex bilden sich bei beiden DBR-Strukturen ausgeprägte und scharfe Übergitterreflexe über einen großen Winkelbereich heraus. Dadurch wird bei beiden Spiegeln die Homogenität der Schichten in lateraler und vertikaler Richtung bestätigt und es kann auf eine konstante Periodizität und glatte Grenzflächen geschlossen werden. Allerdings sind bei dem Spiegel mit zweistufigem GaN-Wachstum noch Übergitterreflexe bei kleinen 2θ -Winkeln zu beobachten, während diese

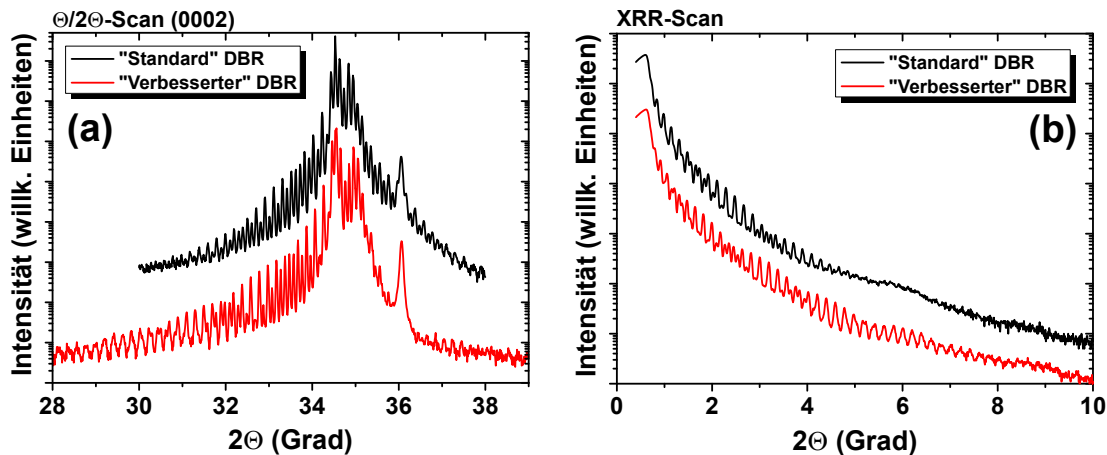


Abbildung 4.6: Symmetrischer $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex von 45-paarigen AlInN/GaN DBRs (a). Beim „Standard“ DBR wurde das AlInN direkt aufgeheizt und beim „Verbesserten“ DBR wurde das AlInN zunächst bei der gleichen Temperatur mit 5 nm GaN überwachsen. XRR-Scans der beiden verschiedenen AlInN/GaN DBRs (b).

beim anderen DBR bereits verschwunden sind. Zu höheren 2θ -Winkeln ist der Unterschied nicht so deutlich, jedoch fällt beim verbesserten DBR die Beugungsintensität rechtsseitig vom AlInN-Peak bei etwa $2\theta = 35^\circ$ schneller ab. Die AlN-Zwischenschichten beim DBR ohne optimiertes Überwachsen führen durch ihre geringe Dicke zu einem breiten Beugungsuntergrund im Winkelbereich von $2\theta = 36^\circ$. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei der aufgeheizten AlInN-Einzelschicht (Abb. 3.9). Die XRR-Messung in Abb. 4.6(b) bestätigt die Beobachtungen aus der XRD-Messung. Auch hier treten beim verbesserten DBR die Kiessig-Oszillationen über einen größeren 2θ -Winkelbereich auf.

Wesentlich für die Beurteilung des Prozesses ist jedoch, ob die verbesserte Grenzflächenqualität und die Abwesenheit der dünnen AlN-Zwischenschichten einen positiven Einfluss auf die optischen Eigenschaften des Bragg-Reflektors hat. In Abbildung 4.7 ist der Vergleich von Reflexionsspektren zweier Bragg-Reflektoren dargestellt, bei denen die GaN $\lambda/4$ -Schichten unterschiedlich gewachsen wurden. Das verbesserte GaN-Überwachsen im Zwei-Stufen-Prozess verursacht keine sichtbare Verbesserung der Reflektivität des Spiegels. Die beiden Reflexionsspektren der DBRs sind ähnlich und es treten keine Änderungen bezüglich der Höhe und Breite des Stoppbands auf. Die unterschiedliche Lage des Stoppbands ist nur durch verschiedene Schichtdicken der beiden Strukturen bedingt. Transfer-Matrix-Simulationen zeigen, dass die Verschiebung durch die AlN-Zwischenschichten nur etwa 0.5 nm zu kürzeren Wellenlängen beträgt und die Breite des Stoppbandes nicht beeinflusst wird. Die Simulationen zeigen zudem, dass auch bei kompletten, hybriden Mikrokavitäten die Kavitätsmode um 0.5 nm zu kürzeren Wellenlängen schiebt, wenn die AlN-Zwischenschichten berücksichtigt werden. Auch in der elektrischen Feldverteilung innerhalb der Kavität zeigt sich nur ein minimaler Einfluss, wenn die oberen 2 nm der AlInN-Schichten durch reines AlN ersetzt werden.

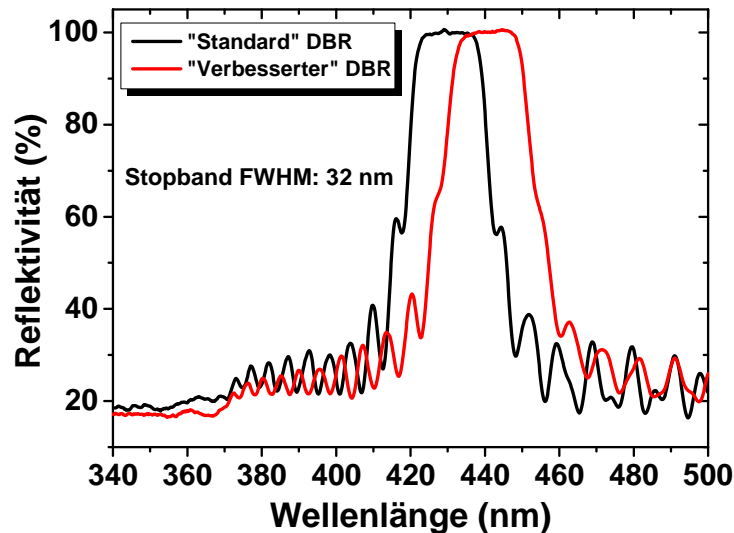


Abbildung 4.7: Reflexionsspektren von 45-paarigen AlInN/GaN DBRs. Beim „Standard“ DBR wurde das AlInN direkt aufgeheizt und beim „Verbesserten“ DBR wurde das AlInN zunächst bei der gleichen Temperatur mit 5 nm GaN überwachsen.

4.3 In-situ Analyse von AlInN/GaN DBRs

Durch Simulation der in-situ Reflexionstransienten sollten sich prinzipiell die Eigenschaften des DBRs noch während des Wachstumsprozesses vorhersagen lassen. Dadurch könnten frühzeitig Abweichungen von den angestrebten Probeneigenschaften erkannt werden und gegebenenfalls noch folgende Prozessschritte angepasst werden.

Um die Reflexionstransienten eines AlInN/GaN DBRs mit einer Reflektivität von über 99 % anzupassen, wurde die gewonnene Dispersion von AlInN bei Wachstumstemperatur genutzt (Kapitel 3.3). In Abbildung 4.8 werden die in-situ Reflexionstransienten bei den Wellenlängen 950 nm, 633 nm und 405 nm beim Wachstumsprozess eines 45-paarigen AlInN/GaN DBRs gezeigt. Zur Simulation der Transienten wurde zunächst die Reflexion bei $\lambda = 633$ nm analysiert. Die temperaturabhängige Dispersion von GaN lag bereits in der LayTec-Software vor. Es ist zu beachten, dass die Simulation innerhalb der Software nur bei einer konstanten Temperatur durchgeführt werden kann, sodass die Simulation für die AlInN-Wachstumstemperatur ($T = 1050$ K) durchgeführt wurde. Zur Anpassung der Messung wurde nur die Wachstumsrate der Schichten als einziger freier Parameter verwendet. Bei Annahme einer konstanten GaN und AlInN-Wachstumsrate für die gesamte Transiente konnte keine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation hergestellt werden. Dies deutet auf eine Veränderung der optischen Schichtdicke der Schichten hin, die durch eine Änderung des Indium-Einbaus oder der Wachstumsrate verursacht werden kann. Eine signifikante Änderung des Indium-Einbaus kann aber ausgeschlossen werden, da die in-situ Temperatur beim AlInN-Wachstum während des gesamten Prozesses konstant bleibt und der Anstieg beim AlInN in der Krümmungsmessung ebenfalls konstant ist (Abb. 4.9).

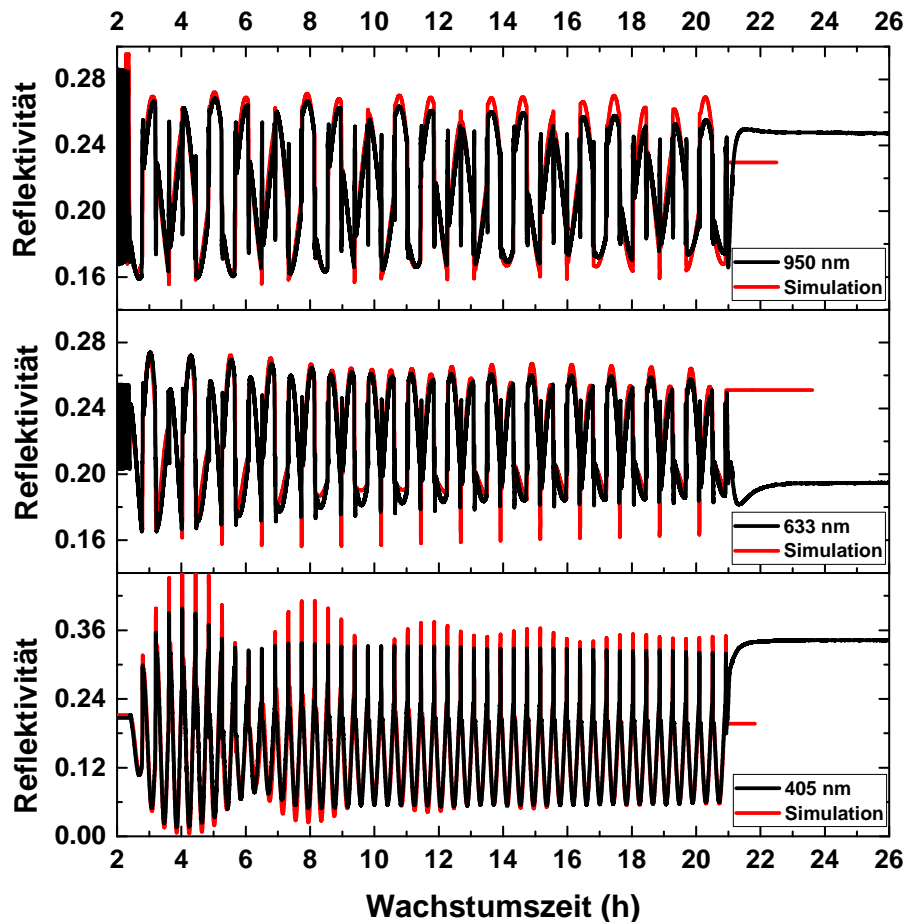


Abbildung 4.8: In-situ Reflexionstransienten eines 45-paarigen AlInN/GaN DBRs. Die Transienten wurden unter Verwendung der Hochtemperatur-Dispersionen von AlInN und GaN simuliert.

Zur Verbesserung der Simulation wurde der DBR in Segmente von jeweils 5 Schichtpaaren unterteilt und anschließend wurden die Wachstumsraten für jedes Segment getrennt variiert. Auf diese Art und Weise konnte die in-situ Transiente über den gesamten Verlauf des DBR-Wachstums simuliert werden. Ein auffälliger Unterschied zur Messung ist nur die Reflexionsamplitude während des Wachstums der GaN-Schichten, der durch die gegenüber der Simulation veränderte Wachstumstemperatur zustande kommt. Als Ergebnis wurde festgestellt, dass die Wachstumsrate von AlInN sehr konstant ist und 0.039 nm/s beträgt. Bei den GaN-Schichten haben jedoch die ersten 5 GaN-Schichten eine Wachstumsrate von 0.57 nm/s , während die oberen 15 Schichten eine Wachstumsrate von 0.61 nm/s aufweisen. Die Änderung der Wachstumsrate wird wahrscheinlich durch parasitäre Ablagerungen innerhalb des Quarz-Liners verursacht, die während der langen Prozesszeiten von mehr als 20 Stunden entstehen und einen Einfluss auf die Vorreaktionen und Strömungsverhältnisse im Reaktor haben. Die Simulationen aus Abb. 4.8 wurden bei allen drei Wellenlängen mit den gleichen strukturellen Parametern des DBRs erstellt und zeigen alle eine gute Anpassung der Messdaten. Aus den Wachstumszeiten und den bestimmten Wachstumsraten

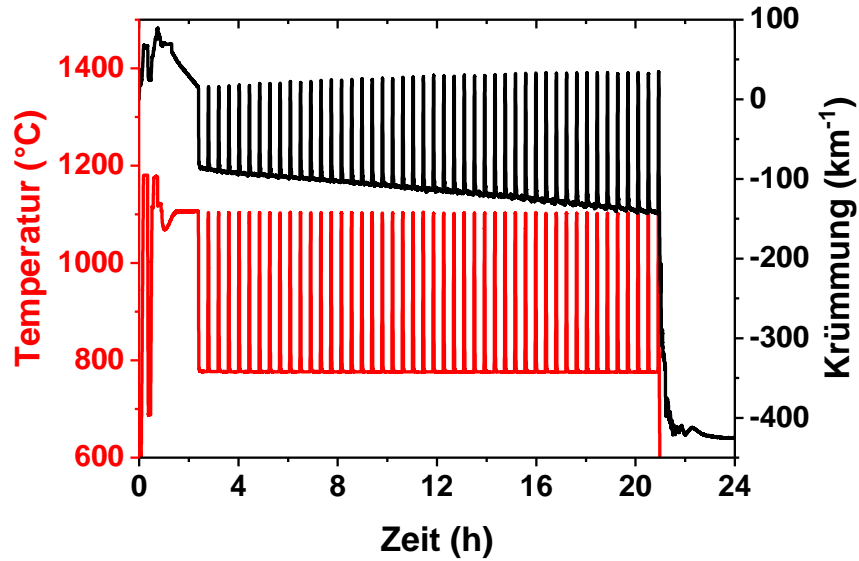


Abbildung 4.9: In-situ Temperaturtransiente und Krümmungsmessung während des Wachstums des 45-paarigen AlInN/GaN DBRs (aus Abb. 4.8)

kann die mittlere Dicke der beiden DBR-Schichten zu 42.7 nm für GaN und 47.6 nm AlInN berechnet werden.

Mit Hilfe eines symmetrischen $\theta/2\theta$ -Scans am (0002)-Reflex wurde dieses Ergebnis verifiziert (Abb. 4.10). Das Diffraktogramm ist durch viele scharfe Übergitterreflexe gekennzeichnet, was die gute Periodizität und Homogenität der Struktur bestätigt. Bei dem untersuchten DBR wurde auf den Zwei-Stufen-Prozess beim GaN-Wachstum verzichtet, um die Simulation der in-situ Reflexion nicht zusätzlich zu erschweren. Somit weisen die obersten 2 nm der AlInN-Schichten einen starken Indium-Verlust auf, sodass in der Simulation des Diffraktogramms jeweils eine 2 nm dicke AlN-Schicht auf dem AlInN angenommen wurde. Die bestmögliche Anpassung der Röntgenmessung ergab für die GaN-Schichten

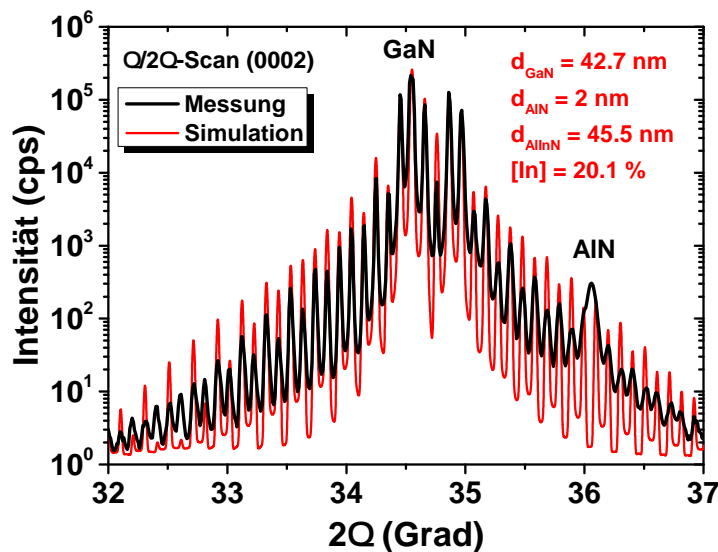


Abbildung 4.10: Symmetrischer $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex eines 45-paarigen AlInN/GaN DBRs.

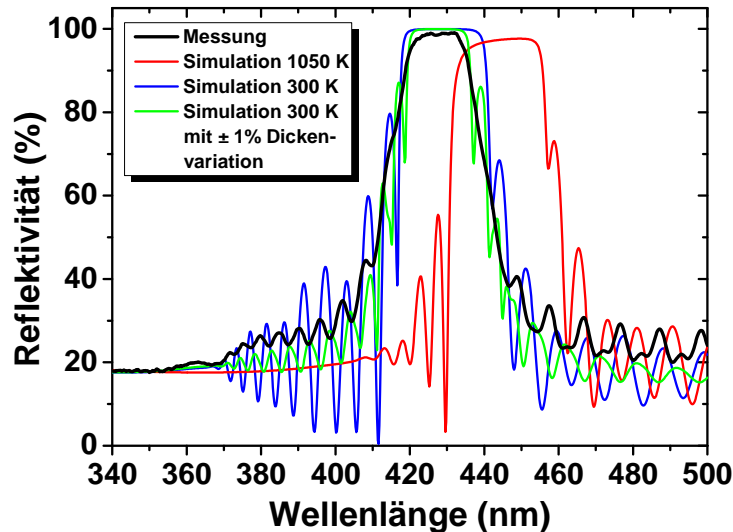


Abbildung 4.11: Reflexionsspektrum des analysierten AlInN/GaN DBRs mit 45 Schichtpaaren und vorausgesagte Stoppbänder aus der in-situ Reflexionsanalyse bei AlInN-Wachstumstemperatur und Raumtemperatur. Zudem wird der Einfluss eines Dickengradienten von 2% entlang des Messflecks auf das Reflexionsspektrum demonstriert.

eine Dicke von 42.7 nm, und für die AlInN-Schichten 45.5 nm, sodass nach Addition der 2 nm dicken AlN-Schichten auf eine ursprüngliche AlInN-Schichtdicke von 47.5 nm geschlossen werden kann. Damit ist die bestimmte GaN-Schichtdicke bei beiden Methoden identisch und die bestimmte AlInN-Schichtdicke weicht bei beiden Methoden nur um 0.1 nm voneinander ab.

Durch die Simulation der in-situ Reflexionstransienten während des Wachstums kann das zu erwartende Reflexionsspektrum bei Raumtemperatur vorhergesagt werden, da die Dispersionen temperaturabhängig vorliegen. In Abb. 4.11 sind die Reflexionsspektren des simulierten DBRs bei Raumtemperatur und bei AlInN-Wachstumstemperatur dargestellt. Beim Abkühlen auf Raumtemperatur verschiebt sich das Stoppband durch die Änderung der Brechungsindizes um 15 nm zu kürzeren Wellenlängen (vergleiche Abb. 4.1) und die Form des Stoppbands wird symmetrisch. Die geringeren Reflexionswerte und die Asymmetrie des Stoppbands bei Wachstumstemperatur sind durch den nicht zu vernachlässigenden Absorptionskoeffizienten von GaN begründet. Das Stoppband des gewachsenen DBRs weist eine gemessene Maximalreflektivität von 98.9% auf und liegt nahe der vorhergesagten Spektralposition, wobei es 1.5 nm zu kürzeren Wellenlängen hin verschoben ist. Die Unterschiede in den Seitenbandoszillationen entstehen hier durch die fehlende Berücksichtigung der verschiedenen Schichten aus dem GaN-Puffer in der in-situ Simulation. Aufgrund des großen Messflecks des Spektrometers und der ausgeprägten lateralen Schichtdickeninhomogenität ist das Plateau des Stoppbands etwas schmaler als erwartet. Unter Berücksichtigung einer realistischen lateralen Schichtdickeninhomogenität von $\pm 1\%$ entlang des Messflecks kann das gemessene Spektrum gut reproduziert werden.

Eine große Herausforderung beim Wachstum der AlInN/AlGaN DBRs stellt die Realisierung einer geeigneten Pufferstruktur mit möglichst geringer Versetzungsdichte dar. Es kann nicht mehr die etablierte GaN-Pufferstruktur verwendet werden, da dies zu einer tensilen Verspannung des aufgewachsenen DBRs und Rissbildung führen würde. Daher wurden zwei verschiedene Ansätze zur Herstellung einer geeigneten Pufferstruktur untersucht. Der strukturelle Aufbau dieser Pufferstrukturen wird in Abb. 4.12 verdeutlicht. Der erste simple Ansatz basiert auf einer reinen Al(Ga)N-Pufferstruktur. Nach einer AlN-Keimschicht folgt eine 100 nm dicke AlGaN-Schicht mit linearem Konzentrationsgradient, auf die anschließend eine 700 nm dicke AlGaN-Schicht mit einer nominellen Aluminiumkonzentration von 20 % gewachsen wird. In der Mitte dieser AlGaN-Schicht wurde eine LT-AlN Zwischenschicht [Blä02, Fri12b] eingefügt, um in den obersten 350 nm des AlGaN-Puffers eine kompressive Vorspannung zu erzeugen. Dieser Puffer wird nachfolgend als AlGaN-Puffer bezeichnet. Der zweite Ansatz zielt darauf ab die Dichte von Stufen- und Schraubenversetzungen im Puffer zu reduzieren. Dafür wurde zunächst ein GaN-Puffer mit SiN-Maske gewachsen. Auf dem GaN-Puffer, der eine Versetzungsdichte im mittleren 10^8 cm^{-2} -Bereich besitzt, werden anschließend drei AlGaN-Schichten gewachsen, wobei die erste eine nominelle Al-Konzentration von 10 % und die anderen beiden eine Al-Konzentration von 20 % aufweisen. Damit sich in den AlGaN-Schichten keine tensile Verspannung aufbaut, wurden auf dem GaN-Puffer und zwischen den AlGaN-Schichten LT-AlN Schichten eingefügt. Diese LT-AlN Zwischenschichten führen zu einer Relaxation bzw. sogar zu einer kompressiven Verspannung der AlGaN-Schichten. Diese Pufferstruktur wird folgend als GaN/AlGaN-Puffer bezeichnet.

Da die AlInN/AlGaN DBRs zur Realisierung von Mikrokavitäten mit GaN-Volumenkavität genutzt werden sollen, wurden sie für die Emissionswellenlänge von GaN bei Raumtemperatur entworfen, die je nach Verspannungsgrad im Bereich von 360 nm liegt. Die idealen $\lambda/4$ -Dicken betragen für diese Wellenlänge 38.5 nm für das AlInN und 36 nm für das AlGaN. Für gitterangepasstes Wachstum wurde die Prozesstemperatur für das AlInN so gewählt (830°C), dass ein Indium-Gehalt von 15 % erreicht wurde.

Um eine hohe Quanteneffizienz der optisch aktiven Zone in der Mikrokavität zu erzielen, sollte die Versetzungsdichte der Struktur möglichst gering sein. Insbesondere bei UV-Emittern wird die interne Quanteneffizienz stärker durch Versetzungen reduziert als bei blauen Emittern [Kne11]. In Abb. 4.13 wird die Kristallqualität von zwei Bragg-Reflektoren, die auf den unterschiedlichen Puffern gewachsen wurden, verglichen. Der DBR auf dem AlGaN-Puffer besitzt 35 Perioden, während der Spiegel auf dem GaN/AlGaN-Puffer aus 45 Perioden aufgebaut ist. Durch die Verwendung des GaN/AlGaN-Puffers ergibt sich eine verbesserte Kristallqualität, wie die XRD- ω -Scans unter symmetrischem und streifendem Einfall zeigen. Der Tilt ist beim DBR auf dem GaN/AlGaN Puffer mit 0.1° dreimal besser als beim DBR auf dem AlGaN-Puffer. Auch der Twist halbiert sich bei Verwendung des GaN/AlGaN-Puffers auf 0.30° . Damit kann die Dichte an Schrauben- und Stufenversetzungen durch den GaN/AlGaN-Puffer verringert werden. Allerdings ist der Twist höher als bei einer reinen GaN-Pufferstruktur. Wie TEM-Untersuchungen ergeben haben, werden

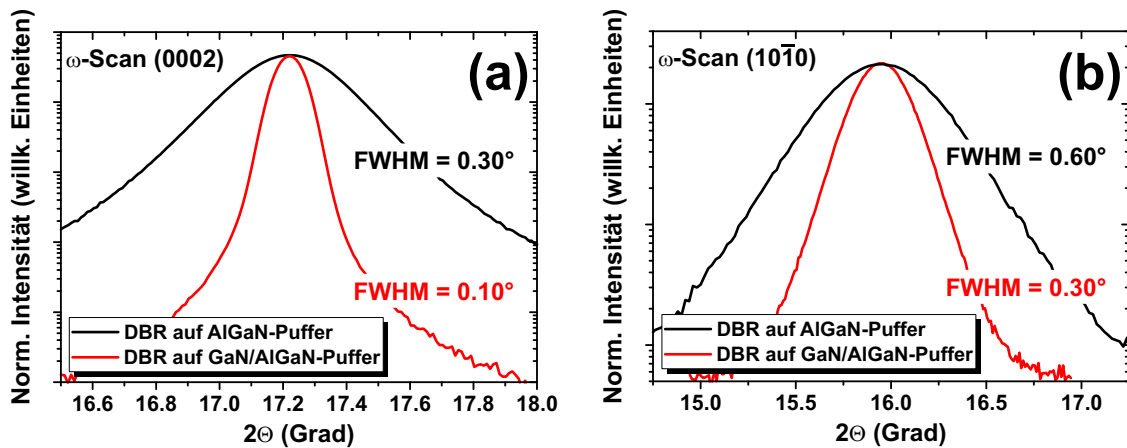


Abbildung 4.13: ω -Scans für einen 35-fachen DBR auf AlGaN-Puffer und einen 45-fachen DBR auf GaN/AlGaN-Puffer am (0002)-Reflex (a) und (10 $\bar{1}0$)-Reflex (b)

beim Aufwachsen der AlGaN-Pufferschichten mit den LT-AlN Zwischenschichten neue Stufenversetzungen durch Gitterrelaxation generiert. Schon beim Übergang von der GaN-Pufferschicht auf die erste Al_{0.09}Ga_{0.91}N-Schicht erhöht sich die Versetzungsdichte um den Faktor 4. Beim Übergang auf die nachfolgende Al-haltigere AlGaN-Schicht verdoppelt sich die Anzahl der Versetzungen abermals, sodass die Versetzungsdichte an der Oberfläche des GaN/AlGaN-Puffers im mittleren 10^9 cm^{-2} -Bereich liegt. Die durch die LT-AlN Schichten erzeugte und gewollte Relaxation der AlGaN-Pufferschichten verdeutlicht sich bei der Anfertigung von asymmetrischen RSMs.

Trotz gitterangepassten Wachstums der AlInN/AlGaN-Spiegelschichten, kann die Akkumulation einer tensilen Spannung während des Wachstums ein Problem darstellen, wie die in-situ Krümmungsmessungen in Abbildung 4.14 zeigen. Bragg-Reflektoren, die auf dem AlGaN-Puffer gewachsen werden, zeigen eine starke Zunahme der tensilen Spannung mit

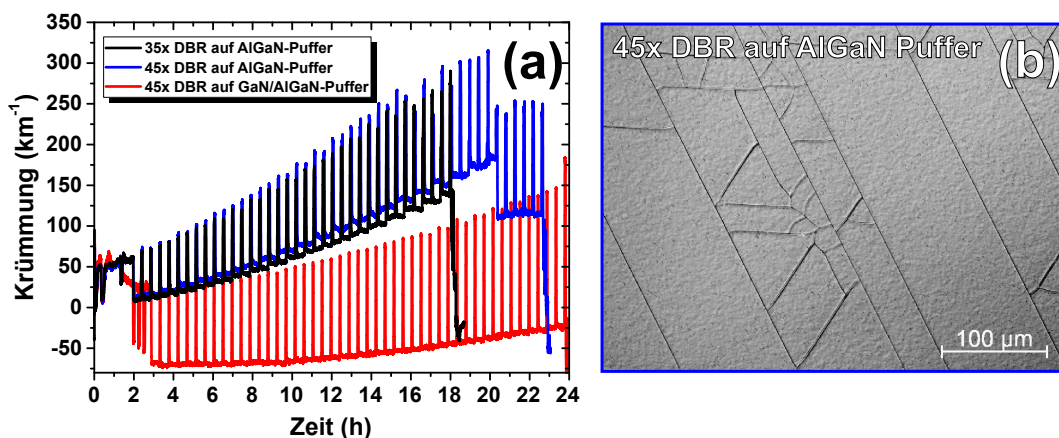


Abbildung 4.14: In-situ Krümmungsmessungen für einen 35x und 45x-DBR auf AlGaN-Puffer und einen 45x DBR auf GaN/AlGaN-Puffer (a) und Nomarski-Aufnahme des 45x DBRs auf AlGaN-Puffer (b).

zunehmender Schichtdicke, obwohl die oberste AlGaIn Pufferschicht noch spannungsfrei bzw. leicht kompressiv aufwächst. Durch die hohe Versetzungsdichte der Pufferstruktur kommt es zu einem vermehrten Wandern von Stufenversetzungen, was zum Aufbau von tensiler Spannung führt [Fle03, Ric16]. Beim Wachstum eines DBRs mit 45 Spiegelpaaren auf der gleichen Pufferstruktur wird ein plötzlicher Abfall in der Krümmungstransiente nach dem Wachstum von 40 DBR Perioden beobachtet. Hier kommt es zu einem Abbau der Verspannungsenergie, der über Rissbildung erfolgt, wie in der Nomarski-Aufnahme (Abb. 4.14(b)) zu erkennen ist. Bei Verwendung des GaN/AlGaIn-Puffers wird vor dem Wachstum des DBRs eine höhere kompressive Verspannung durch die kompressive Vorspannung der dicken GaN-Schicht und die geringere Versetzungsdichte ermöglicht. Im ersten Drittel des DBRs verläuft die Krümmungstransiente während der AlInN-Wachstums noch nahezu parallel zur x-Achse, wie es für gitterangepasstes Wachstum zu erwarten ist. Im späteren Verlauf des Spiegel-Wachstums wird allerdings auch eine Zunahme der tensilen Spannung beobachtet. Diese ist jedoch geringer als bei den DBRs auf dem AlGaIn-Puffer, da durch die geringere Versetzungsdichte weniger Versetzungswandern stattfindet. Dadurch werden auch rissfreie Bragg-Reflektoren mit über 40 Schichtpaaren ermöglicht.

Die reduzierte Versetzungsdichte bei Verwendung des GaN/AlGaIn-Puffers hat auch positive Auswirkungen auf die Oberflächenmorphologie der Spiegel. In Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen (Abb. 4.15) wird deutlich, dass bei Verwendung beider Pufferstrukturen ein Stufenflusswachstum beobachtet wird. Der 35-paarige DBR auf dem AlGaIn-Puffer besitzt Löcher auf der Oberfläche und Wachstumsfronten, die in verschiedene Richtungen orientiert sind. Daraus resultiert eine erhöhte rms-Rauigkeit von 0.96 nm. Im Gegensatz dazu weist der 45-paarige DBR auf dem GaN/AlGaIn Puffer eine sehr glatte Oberfläche auf, bei der die Wachstumsfronten nur in eine Richtung verlaufen. Die rms-Rauigkeit dieses DBRs beträgt nur 0.16 nm. Wie die TEM-Aufnahme in Abb. 4.16(a) zudem zeigt, weisen die

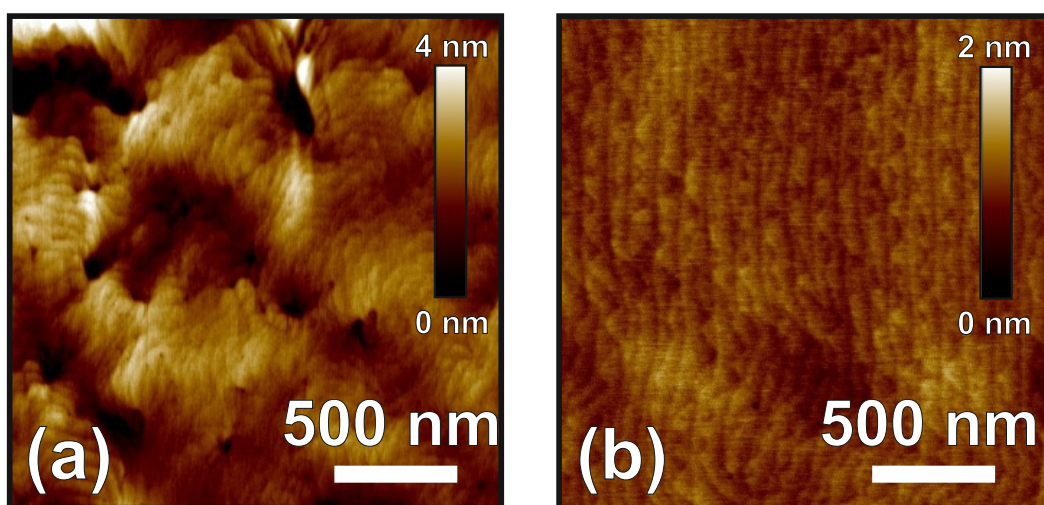


Abbildung 4.15: AFM-Aufnahmen des 35-paarigen DBR auf AlGaIn-Puffer (a) und des 45-paarigen DBRs auf GaN/AlGaIn-Puffer (b).

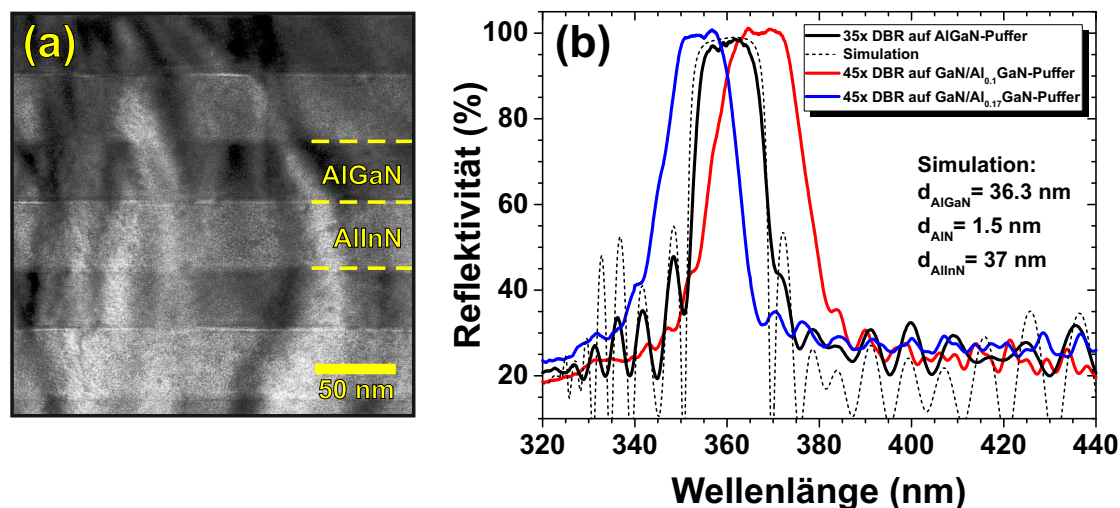


Abbildung 4.16: TEM-Aufnahme aus einem 45-fachen AlInN/AlGaN DBR auf GaN/AlGaN-Puffer (a). Reflexionsspektren von drei verschiedenen AlInN/AlGaN Bragg-Reflektoren. Messung und Simulation eines 35-paarigen DBRs, der auf einem AlGaN-Puffer gewachsen wurde und Messungen von zwei 45-paarigen DBRs, die auf einem GaN/AlGaN-Puffer gewachsen wurden (b).

$\lambda/4$ -Schichten bei Verwendung des GaN/AlGaN-Puffers abrupte Grenzflächen und eine hohe strukturelle Qualität auf.

Der 35-paarige DBR auf AlGaN-Puffer zeigt ein ausgeprägtes Stopband bei einer Wellenlänge von $\lambda = 360$ nm (Abb. 4.16(b)). Es wird eine maximale Reflektivität von über 98 % erreicht. Das Spektrum konnte mit Schichtdicken von 36.3 nm AlGaN und 38.5 nm AlInN sehr gut simuliert werden. Auch bei diesen Schichten werden durch das direkte Aufheizen der AlInN-Schichten auf AlGaN-Wachstumstemperatur die obersten Monolagen der AlInN-Schichten durch In-Desorption in AlN umgewandelt. Die Abbildung zeigt zusätzlich die Reflexionsspektren zweier AlInN/AlGaN DBRs mit 45-Perioden auf einem GaN/AlGaN-Puffer. Durch die zusätzlichen 10 Spiegelpaare wird eine Reflektivität von mehr als 99 % erreicht. Solche Reflexionswerte konnten für AlGaN/AlInN-DBRs bisher nur von Feltin et al. [Fel06a] demonstriert werden. Die dort vorgestellten DBRs haben vergleichbare Eigenschaften mit den hier hergestellten Spiegeln und wurden in Mikrokavitäten eingesetzt, mit denen erstmalig Polaritonen-Lasing bei Raumtemperatur gezeigt werden konnte [Chr07]. Damit sind insbesondere die DBRs auf dem verbesserten GaN/AlGaN-Puffer für die Herstellung von vertikal emittierende Lasern im UV-Bereich geeignet.

Zur weiteren Versetzungsreduktion ist das Einfügen einer SiN-Maske besonders beim AlGaN-Puffer sinnvoll. Hier führt die Maske zu einer starken Reduktion der Dichte von Stufenversetzungen, wie Abb. 4.17(a) zeigt. Wie in [For11] wird eine Bündelung der Versetzungen beobachtet. Durch die SiN-Maske wurden bei den AlGaN-Puffern ähnliche Twist- und Tilt-Werte, wie bei den GaN/AlGaN-Puffern erreicht. Bei den GaN/AlGaN-Pufferschichten brachte das zusätzliche Einfügen einer SiN-Maske in der oberen AlGaN-Schicht nur eine

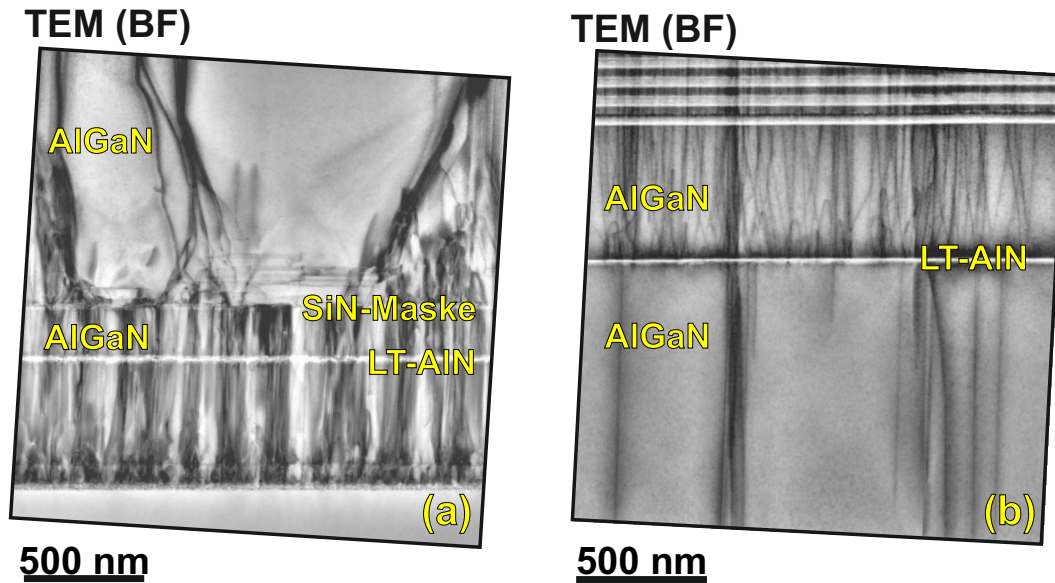


Abbildung 4.17: TEM-Hellfeldaufnahmen eines AlGaN-Puffers mit eingefügter SiN-Maske (a) und vom oberen Bereich des AlGaN-Puffers, in dem eine LT-AlN-Schicht eingefügt wurde, um in den oberen 400 nm eine kompressive Vorspannung im AlGaN zu erzielen (b).

minimale Verbesserung der Kristallqualität. Problematisch war die Entwicklung einer starken tensilen Spannung während der Koaleszenz des AlGaNs auf der SiN-Maske [For12]. Diese Verspannung würde zur Rissbildung beim Wachstum von Bragg-Reflektoren mit vielen Schichtpaaren führen. Wird wiederum eine LT-AlN-Schicht im oberen Bereich der AlGaN-Schicht eingefügt, kann eine kompressive Spannung vor dem DBR-Wachstum induziert werden. Abbildung 4.17(b) zeigt jedoch, dass durch diese LT-AlN-Schicht neue Versetzungen generiert werden. Es ist anzunehmen, dass dies durch Optimierung der LT-AlN-Schicht deutlich reduziert oder sogar verhindert werden kann. Deshalb sollte hier zusätzliche Entwicklungsarbeit investiert werden, damit die positive Wirkung der SiN-Maske im AlGaN auf die Versetzungsdichte vollständig für das Wachstum der DBRs genutzt werden kann.

5 Hybride Mikro kavitäten auf Basis der Gruppe-III-Nitride

In diesem Kapitel wird die Herstellung von hybriden Mikro kavitäten für den blauen und nahen UV-Spektralbereich behandelt. Während der Fokus bei den Mikro kavitäten im sichtbaren Spektralbereich auf der Realisierung eines VCSELS lag, wurde bei den UV-Mikro kavitäten das Ziel einer starken Licht-Materie-Wechselwirkung verfolgt. Nachdem zunächst auf das Wachstum der optisch aktiven Zone eingegangen wird, werden anschließend die strukturellen und optischen Eigenschaften der Mikro kavitäten vorgestellt.

5.1 Mikro kavitäten für den sichtbaren Spektralbereich

5.1.1 Wachstum von InGaN/GaN Mehrfachquantenfilmen

Die Funktionsprinzipien eines VCSELS verlangen nach einem optisch aktiven Medium mit hoher interner Quanteneffizienz und hoher optischer Verstärkung. Dies setzt die strukturelle Perfektion der dafür verwendeten InGaN/GaN-Mehrfachquantenfilme voraus. Die MQWs für den blauen Spektralbereich wurden bei einer Temperatur im Bereich von 800 °C unter einem V/III-Verhältnis von 3800 gezüchtet. Zur Reduktion des Kohlenstoffeinbaus wurde TEGa als Ga-Quelle beim Wachstum der QWs und Barrieren verwendet. Die Barrieren wurden bei der gleichen Temperatur wie die QWs gewachsen, was bei den verwendeten In-Konzentrationen von bis zu 15 % unproblematisch ist. Erst bei hohen In-Konzentrationen von über 30 % wird eine signifikante Verschleppung von Indium in die Barrieren beobachtet [Ros13].

Bei typischen LED-Strukturen werden 3-5 QWs in der aktiven Zone eingebaut. Für VCSEL oder Polaritonen-Laser kann jedoch eine Erhöhung der Quantenfilmanzahl sinnvoll sein. Dadurch kann eine höhere optische Verstärkung in der aktiven Zone erreicht werden, wodurch optische Verluste leichter kompensiert und stimulierte Emission verwirklicht werden kann. In Berichten über optisch gepumptes Lasing wurden aktive Regionen mit 10 oder mehr QWs verwendet [Som99, Chu06, Par03b]. Die Verwendung vieler QWs kann jedoch die Laserschwelle erhöhen, weshalb ein Kompromiss zwischen optischer Verstärkung und dem Schwellwert gefunden werden muss. Insbesondere bei elektrisch gepumpten VCSELS begrenzt die vertikale Inhomogenität der injizierten Ladungsträger die maximale

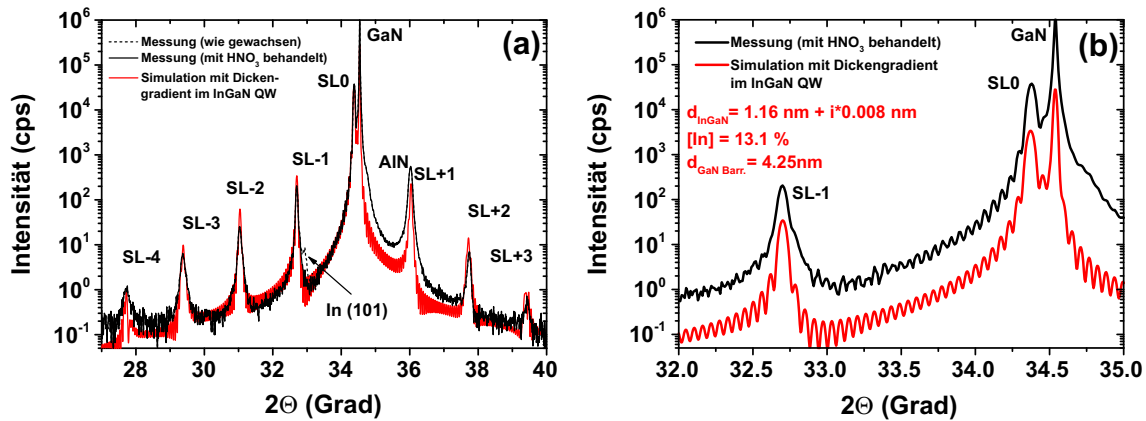


Abbildung 5.1: $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex eines 29-fach InGaN/GaN MQWs. In der Simulation wurde ein linearer Dickengradient bei den InGaN QWs angenommen (siehe Text). Komplette HR-XRD Messung (a) und detaillierte Darstellung des Winkelbereichs um den SL0 und SL-1-Peak (b). Zur besseren Sichtbarkeit wurden Messung und Simulation vertikal zueinander verschoben.

QW-Anzahl zwischen 3 und 5 [Fel07a]. Wie Gleichung 2.28 besagt, ist eine hohe QW-Anzahl vor allem bei der Realisierung eines Polaritonen-Lasers vorteilhaft, da die Rabi-Aufspaltung mit der Anzahl an Quantenfilmen, die effektiv an das elektrische Feld koppeln, zunimmt [Lev09].

In Abbildung 5.1 ist ein $\theta/2\theta$ -Scan am (0002)-Reflex einer 29-fach InGaN/GaN MQW-Struktur dargestellt. Die Gesamtdicke des MQWs (160 nm) entspricht dabei einer λ -Kavität (bei $\lambda = 400$ nm). Die Dicke der QWs und Barrieren beträgt 1.3 nm bzw. 4.2 nm. Dabei wurde die geringe QW-Dicke gewählt, um einen hohen Überlapp der Elektronen- und Lochwellenfunktion, sowie eine hohe Exzitonenbindungsenergie zu erzielen [Gla14b]. Außerdem reduziert sich durch die Verwendung dünner QWs die akkumulierte Verspannungsenergie und eine Degradation der aktiven Zone wird damit vermieden. Die hohe Anzahl an Quantenfilmen führt zu einer deutlichen Ausprägung der Übergitterreflexe im Diffraktogramm. Das Auftreten der 27 Nebenmaxima zwischen dem SL0 und dem SL-1 Reflex weist zudem auf eine konstante Periodizität des MQWs hin. Allerdings ist eine Verbreiterung der Übergitterreflexe höherer Ordnung auffällig. TEM-Aufnahmen an vergleichbaren MQWs zeigen einen vertikalen Gradienten der QW-Dicke, wobei diese in Wachstumsrichtung zunimmt. Mit dieser Kenntnis konnte eine verbesserte Simulation der XRD-Messung durch eine lineare Zunahme der QW-Dicke von etwa 1.2 nm beim ersten QW auf 1.4 nm beim obersten QW erzielt werden. Bei der Messung der gewachsenen MQW-Struktur trat bei einem 2θ -Winkel von 32.9° zudem ein zusätzlicher Reflex auf, der nicht von der nominellen Struktur verursacht wird. Dieser Reflex konnte dem (101)-Reflex von metallischem Indium zugeordnet werden. Wie AFM-Messungen zeigen, haben sich In-Tropfen auf der Oberfläche der Probe abgelagert, welche durch 5 minütiges Ätzen mit HNO_3 entfernt werden konnten. Im Anschluss wurde bei AFM-Messungen eine Probenoberfläche mit Stufenflusswachstum (mit V-Pits) beobachtet und der In-Reflex konnte in der Röntgenmessung nicht mehr

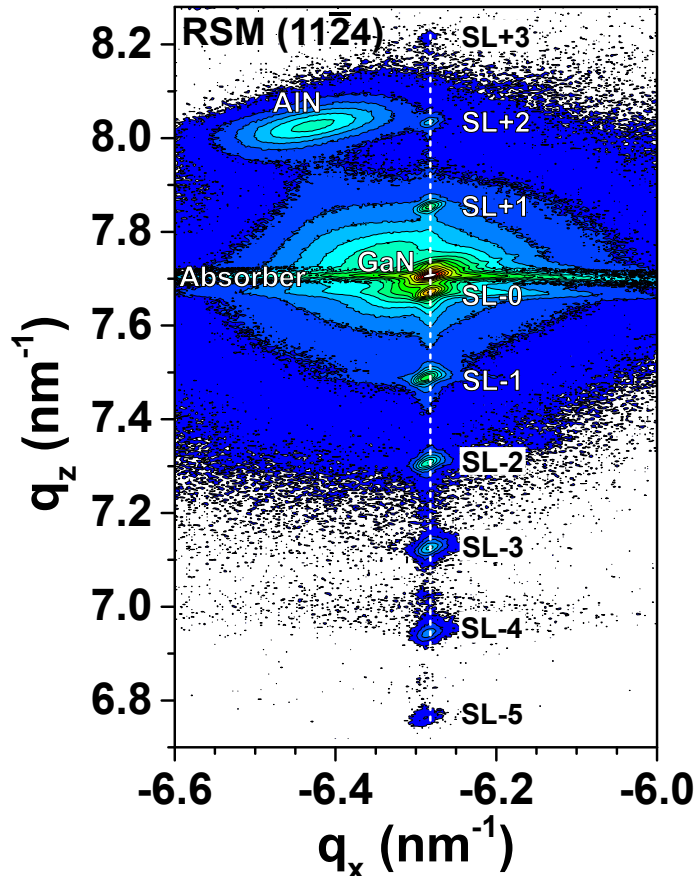


Abbildung 5.2: Asymmetrisches RSM am $(11\bar{2}4)$ -Reflex des 29-fachen InGaN/GaN MQWs.

nachgewiesen werden. Somit kann es beim Wachstum von MQW-Strukturen mit vielen Perioden zum Aufschwimmen von Indium auf der Probenoberfläche kommen. Dieses Verhalten lässt sich wahrscheinlich durch eine Erhöhung der Wachstumstemperatur der Barrieren reduzieren.

In Abbildung 5.2 ist das asymmetrische RSM am $(11\bar{2}4)$ -Reflex des 29-fach MQWs dargestellt. Die Übergitterreflexe verlaufen entlang einer senkrechten Linie, womit die Struktur pseudomorph gewachsen wurde. Allerdings werden bei AFM- und FEREM-Aufnahmen V-Pits auf der Probenoberfläche sichtbar. TEM-Querschnittsaufnahmen zeigen, dass die V-Pits nach etwa 18 MQW-Perioden entstehen und durch Versetzungen induziert werden. Die Dichte der V-Pits lässt sich zu $4.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ abschätzen, was in guter Übereinstimmung mit der bestimmten Versetzungsdichte aus XRD und TEM ist. In Resonatorstrukturen sollte die hohe Anzahl an QWs zu keiner zusätzlichen inhomogenen Verbreiterung führen, da sonst nicht alle QWs zur optischen Verstärkung bei der Resonanzwellenlänge beitragen. In Abb. 5.3 wird das PL-Spektrum eines 1.3 nm dicken InGaN-Einzelquantenfilms mit Spektren von 5-fach MQWs verschiedener Dicke und der Emission des 29-fach MQWs verglichen. Der Einzelquantenfilm weist die schmalste Emission (87 meV) auf, da hier keine zusätzlichen Inhomogenitäten durch Variationen der Indium-Konzentration oder Dicke einzelner Quantenfilme auftreten können. Bei den beiden 5-fach MQWs wird unabhängig von der QW-Dicke eine höhere Halbwertsbreite von 103 meV beobachtet. Freytag et al. [Fre16] haben

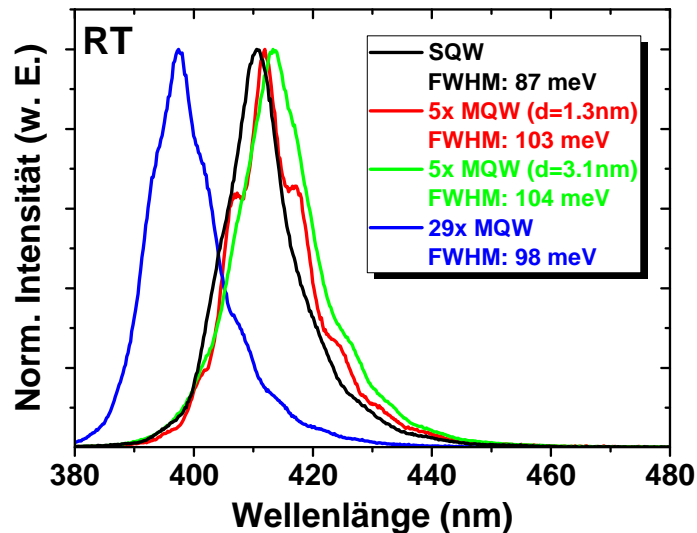


Abbildung 5.3: Raumtemperatur PL-Spektren eines 1.3 nm dicken SQWs und von MQWs mit 5 bzw. 29 InGa_N-QWs mit 1.3 nm Dicke, sowie eines 5-fach MQWs mit 3.1 nm dicken QWs.

vergleichbare, am selben Reaktor hergestellte, MQW-Strukturen mit Hilfe optischer Methoden wie Photolumineszenz, Photoreflexion und Photolumineszenz-Anregungsspektroskopie untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass in den GaN-Barrieren unbeabsichtigt Indium mit einer Konzentration von etwa 3% eingebaut wird und dass der zuerst gewachsene QW einen geringeren Indium-Gehalt als die restlichen QWs aufweist. Dies führt zu einer verbreiterten Lumineszenz bei Anregung der 5 QWs. Da die Eindringtiefe des Lasers etwa 100 nm beträgt [Fre07], werden beim 29-fach MQW die unteren QWs nicht angeregt. Somit tragen nur die oberen, homogeneren QWs zur Emission bei und die Halbwertsbreite ist mit 98 meV minimal geringer als bei den 5-fach MQWs.

5.1.2 InGa_N/Ga_N MQWs auf AlInN-basierten DBRs

Im nächsten Schritt wurde die optisch aktive Zone auf einem AlInN/GaN DBR platziert. Ähnlich dem Ansatz, den Christmann et al. [Chr08] verwendet haben, wurde auf der letzten AlInN $\lambda/4$ Schicht des DBRs eine λ -Kavität gewachsen, bei der die QWs gleichmäßig über die gesamte Kavität verteilt sind. Bei diesem Ansatz ist es von besonderer Bedeutung, dass das QW-Wachstum auf einer glatten Oberfläche begonnen wird. Abbildung 5.4(a) zeigt die STEM-Aufnahme eines 28-fach MQWs, der auf einem DBR mit aufgerauten AlInN-Oberflächen gewachsen wurde. In der aktiven Zone haben sich bereits koaleszierte V-Pits gebildet, die bis in die Mitte der aktiven Zone hineinreichen, sodass keine geschlossene Oberfläche vorliegt. Zusätzlich nehmen die Quantenfilm- und die Barrierendicken in Wachstumsrichtung deutlich zu. Ein STEM-KL-Linienscan (Abb. 5.4(b)) entlang der aktiven Zone zeigt eine starke Rotverschiebung der Lumineszenz in Richtung der Oberfläche. Während die unteren QWs bei einer Wellenlänge von 425 nm (2.92 eV) emittieren, setzt ab einer Kavitätsdicke von etwa 70 nm eine monotone Rotverschiebung der Emission in Wachstumsrichtung ein, bevor bei einer Kavitätsdicke von etwa 110 nm eine sprunghafte Änderung der Emissionswellenlänge auftritt. Dabei verschiebt sich die Lumineszenz um etwa 6 nm (42 meV) zu kleineren Photonenenergien. Dieses Verhalten kann auf das Überschreiten

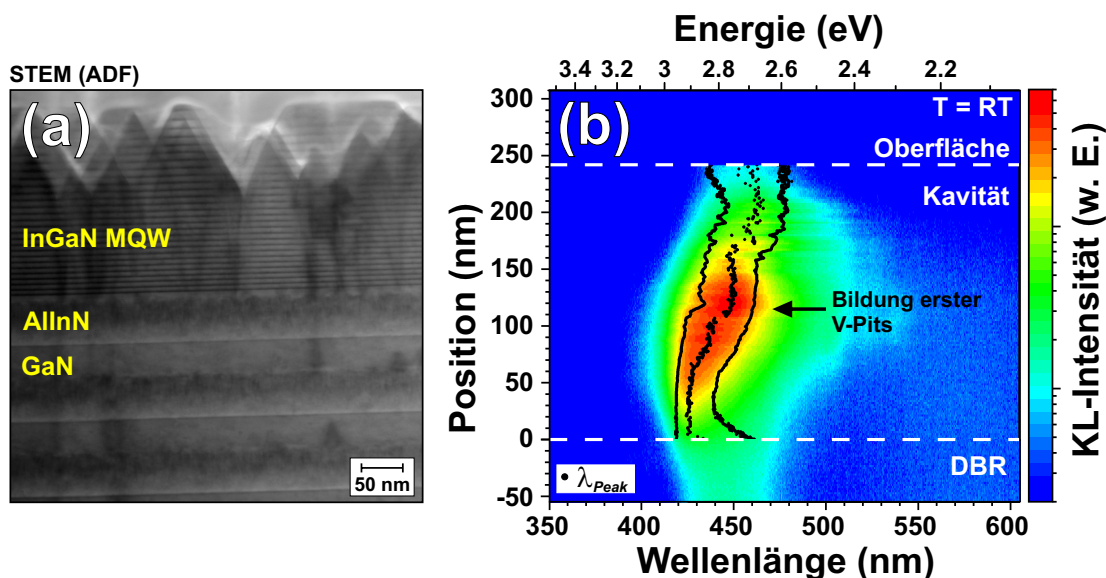


Abbildung 5.4: STEM-Aufnahme der oberen AlInN/GaN Perioden des DBRs und der aktiven Zone mit einem 28-fach InGaN/GaN MQW (a) und STEM-KL Linienscan entlang der Bruchkante der aktiven Zone (b).

der kritischen Schichtdicke und eine resultierende Änderung des Spannungszustands des InGaN/GaN MQWs zurückgeführt werden. In den folgenden QWs kommt es zu einer weiteren Rotverschiebung der Lumineszenz, sodass sich die Emissionswellenlänge entlang der gesamten Kavität von 425 nm auf 461 nm verschiebt.

Das Auftreten von Gitterrelaxation wird durch eine asymmetrische reziproke Gitterkarte bestätigt (Abb. 5.5(a)). Der hauptsächliche Anteil der MQW-Übergitterreflexe weist den gleichen q_x -Wert wie der DBR bzw. der GaN-Puffer auf. Damit sind die unteren Quantenfilme noch vollverspannt aufgewachsen. Allerdings sind die SL-Peaks höherer Ordnung asymmetrisch in Richtung betragsmäßig kleinerer q_x -Werte und größerer q_z -Werte verbreitert, während der SL0-Peak keine Verbreiterung aufweist. Die Verbreiterung der restlichen SL-Peaks führt zu einer Annäherung an den SL0-Reflex und an die InGaN/GaN-Relaxationsgerade, wobei ein Relaxationsgrad von etwa 50 % abgeschätzt werden kann. Damit ist der obere Teil des MQWs durch eine Teilrelaxation des Kristallgitters und eine erhöhte Periodendicke des MQWs gekennzeichnet. Auch im symmetrischen $\theta/2\theta$ -Scan in Abb. 5.5(b) ist die asymmetrische Schulter in Richtung des SL-0 Reflexes zu erkennen. Da das Diffraktogramm nicht zufriedenstellend simuliert werden konnte, verdeutlichen drei Einzelsimulationen die Entstehung der asymmetrischen Peakform. Die erste Simulation mit einer QW-Dicke von 1.5 nm entspricht den unteren QWs. Bei einer Relaxation des InGaNs verschieben sich die Übergitterreflexe des MQWs zu höheren Winkeln. Die gleichzeitige Zunahme der Indium-Konzentration der QWs führt zu einer gegenläufigen Verschiebung der SL-Peaks zu kleineren Winkeln, wodurch der SL0-Reflex unverbreitert erscheinen kann. Die asymmetrische Schulter der höheren Ordnungen der SL-Peaks wird durch eine Zunahme der Periodendicke des MQWs verursacht. Die drei Einzelsimulationen deuten darauf hin,

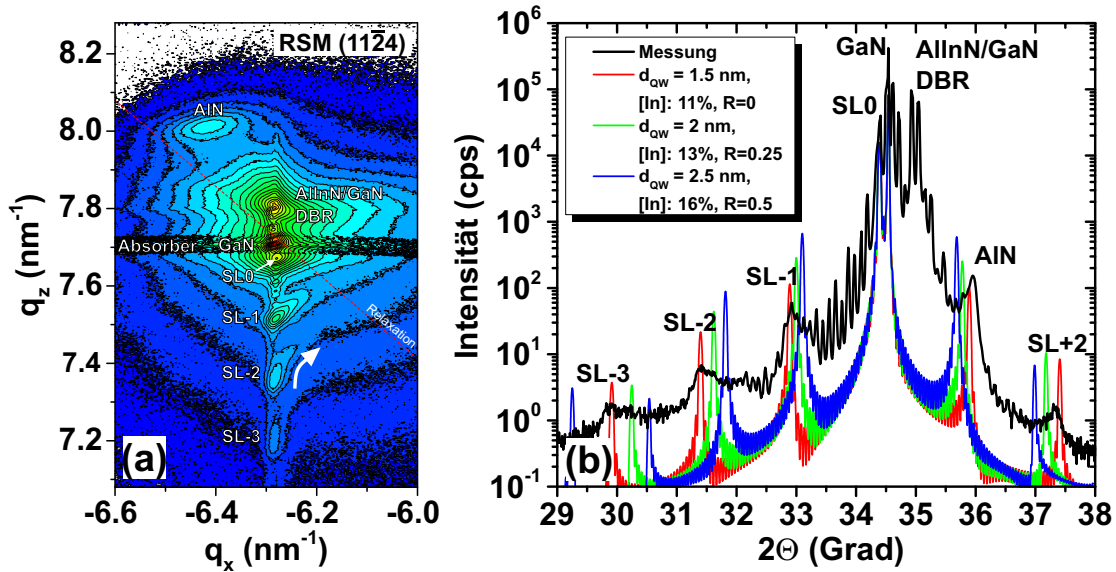


Abbildung 5.5: Asymmetrisches RSM eines 28-fach MQWs auf einem 45-paarigen AlInN DBR (a) und zugehöriger $\Theta/2\Theta$ -Scan am (0002)-Reflex (b). Die 3 gezeigten Simulationen verdeutlichen die strukturellen Veränderungen innerhalb des MQWs.

dass das Beugungssignal durch eine QW-Struktur verursacht wird, bei der die QW-Dicke in Wachstumsrichtung von 1.5 nm auf 2.5 nm zunimmt, der In-Gehalt der QWs von 11 % auf 16 % ansteigt und der Relaxationsgrad zunächst 0 % und in den oberen QWs 50 % beträgt. Der Anstieg der Indium-Konzentration kann durch die Gitterrelaxation und den daraus resultierenden Kompositions-Pulling-Effekt [Hir97] erklärt werden. Es treten also drei Effekte gleichzeitig auf, die allesamt zur starken Rotverschiebung des QW-Lumineszenz in Wachstumsrichtung beitragen. STEM-Untersuchungen zeigen, dass die AlInN/GaN Grenzflächen des DBRs bei dieser Probe durch eine hohe Dichte an kleinen V-Pits gekennzeichnet sind. Das Wachstum der ersten GaN-Barriere mit einer Dicke von 4.3 nm Dicke reicht wahrscheinlich nicht aus, um vor dem Wachstum des ersten InGaN-QWs die V-Pits der AlInN-Schicht komplett zu überwachsen und die Oberfläche zu glätten. Diese V-Pits werden im Laufe des Wachstums nicht mehr geschlossen und weiten sich bereits bei einer geringeren MQW-Gesamtdicke auf, was zur starken Degradation der aktiven Zone führt.

Das Gegenbeispiel einer vergleichbaren Kavität auf einem DBR mit glatten AlInN/GaN Grenzflächen zeigt das TEM-Bild in Abbildung 5.6(a). Bei dieser Struktur wurden die Wachstumsparameter der Pufferstruktur optimiert, woraus eine bessere Kristallqualität und eine glattere AlInN-Morphologie resultieren. Zwar weist die Oberfläche auch hier V-Pits mit einer Dichte im mittleren 10⁹ cm⁻³-Bereich auf, jedoch sind noch ausgedehnte, ungestörte MQW-Bereiche zu finden. In der TEM-Aufnahme werden eine ausgezeichnete Homogenität des MQWs und die scharfen AlInN/GaN Grenzflächen deutlich. Die verbesserte strukturelle Qualität des MQWs offenbart sich auch im STEM-KL-Linienscan entlang der aktiven

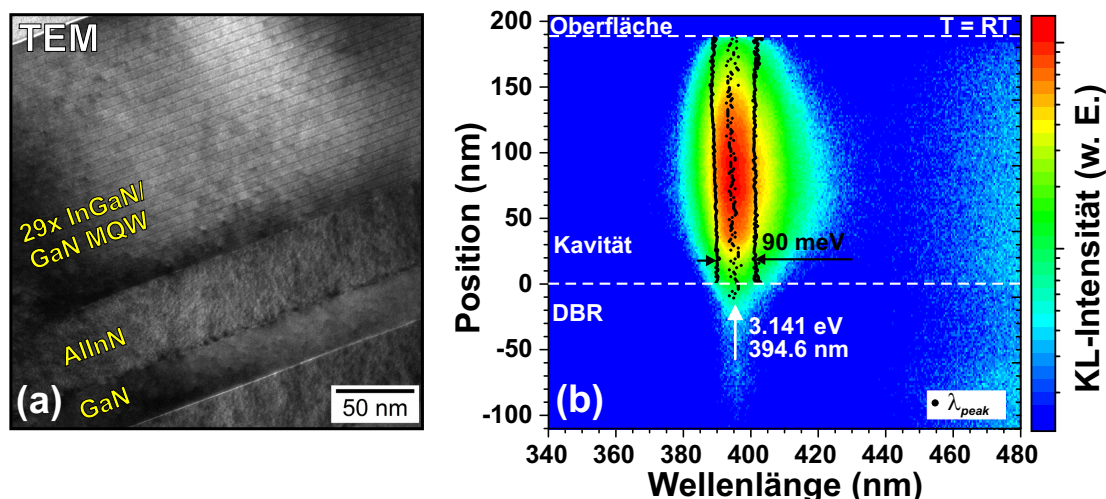


Abbildung 5.6: TEM-Aufnahme eines 29-fachen InGaN/GaN MQWs auf einem AlInN/GaN DBR mit glatten Grenzflächen (a) und STEM-KL-Linienscan entlang der aktiven Zone (b).

Zone. Hier wird entlang des gesamten MQWs eine homogene Lumineszenz mit einer Halbwertsbreite von 90 meV detektiert.

Da sich die Verspannungsenergie der InGaN-Schichten an den Facetten der V-Pits abgebaut, werden auch bei dieser Kavität erste Anzeichen einer Gitterrelaxation im in-plane $\theta/2\theta$ -Scan am $(10\bar{1}0)$ -Reflex festgestellt. Auch im asymmetrischen RSM (Abb. 5.7) zeigt sich eine minimale Verbreiterung der SL-Peaks, die auf teilrelaxierte Bereiche an der Oberfläche des MQWs hindeutet. Diese Verbreiterung wird allerdings erst beim Vergleich mit ähnlichen Mikrokavitäten mit weniger QWs in der aktiven Zone deutlich. Ansonsten zeigt das RSM das prinzipiell vollverspannte Wachstum des MQWs und des DBRs. Insbesondere sind die Übergitterreflexe des DBRs deutlich besser als in Abb. 5.5 ausgeprägt, sodass auf eine bessere Homogenität und Grenzflächenrauigkeit des DBRs geschlossen werden kann.

Durch die hohe Dichte an V-Pits ist der Ansatz einer komplett mit QWs gefüllten Kavität nicht empfehlenswert, da dadurch Inhomogenitäten des Spannungszustands, der QW-Komposition und der Kavitätsdicke erzeugt werden. Während die Fluktuationen der Kavitätsdicke zu einer photonischen Unordnung führen, erzeugen die QW-Inhomogenitäten eine zusätzliche inhomogene Verbreiterung, was die effektive Anzahl der an die Kavitätsmode gekoppelten QWs reduziert. In [Gla14b] wird der Einfluss der inhomogenen Verbreiterung auf das Erzielen einer starken Licht-Materie-Wechselwirkung diskutiert. So genügt bei einer typischen nitridischen Mikrokavität (mit jeweils 5 QWs an den Bäuchen in einer 3λ -Kavität) bereits eine inhomogene Verbreiterung von etwa 50 meV, um eine starke Kopplung zu verhindern. Die zu erwartende Rabi-Aufspaltung beträgt in solchen Kavitäten zwischen 30 und 40 meV. Die PL-Halbwertsbreiten der auf Saphir gewachsenen MQW-Strukturen lassen von daher nur eine schwache Licht-Materie-Wechselwirkung erwarten. In [Sch14] wurden mittels STEM-KL die optischen Eigenschaften eines 62-fachen InGaN/GaN

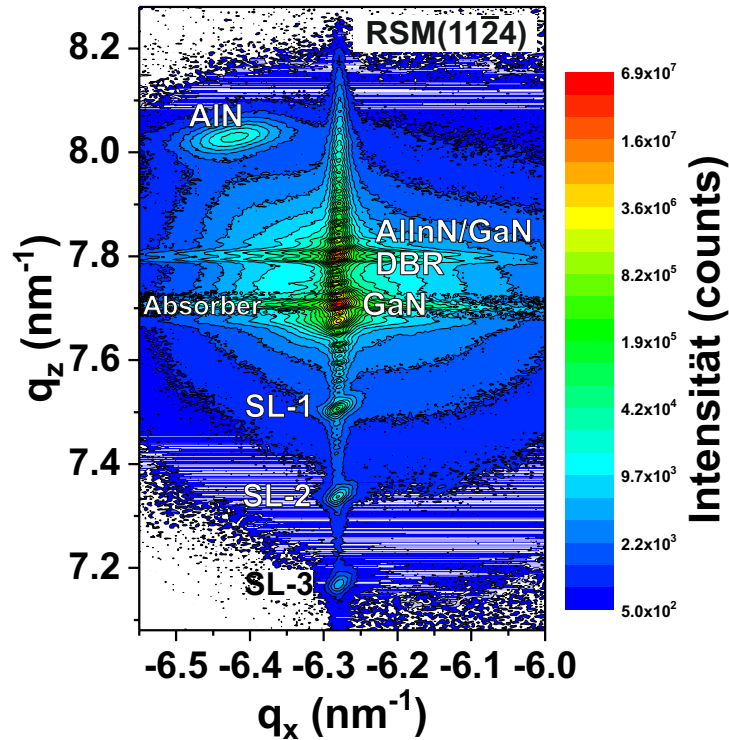
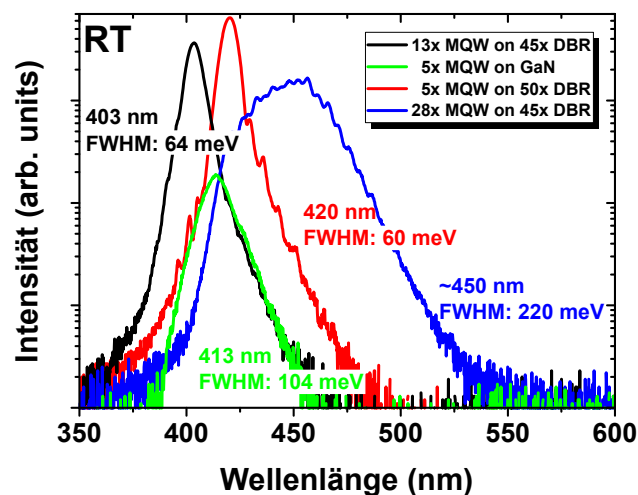


Abbildung 5.7: Asymmetrisches RSM am $(11\bar{2}4)$ -Reflex eines 29-fach MQWs auf einem 40-paarigen AlInN/GaN DBR.

MQWs auf einem AlInN/GaN DBR untersucht, der in der Gruppe von Prof. Dr. Nicolas Grandjean gewachsen wurde. Durch die hohe Anzahl der QWs sollte die Kopplungsstärke und damit die Rabi-Aufspaltung erhöht werden, damit diese größer als die inhomogene Verbreiterung ist. Allerdings wurde auch hier die Bildung von koaleszierten V-Pits mit einer verbundenen Rotverschiebung der MQW-Lumineszenz entlang der Wachstumsrichtung beobachtet.

Abbildung 5.8 zeigt die Photolumineszenz-Messungen von MQW-Strukturen (mit unterschiedlicher QW-Anzahl), die auf AlInN/GaN DBRs gewachsen wurden, und eines vergleichbaren 5-fach InGaN/GaN MQWs auf einem GaN-Puffer. Während der MQW auf dem GaN-Puffer eine Halbwertsbreite von 104 meV aufweist, zeigt die gleiche MQW-Struktur auf einem hochreflektierenden DBR eine reduzierte Halbwertsbreite von 60 meV.

Abbildung 5.8: PL-Messungen von Kavitäten bei RT vor Abscheidung eines oberen DBRs im Vergleich zu einem 5-fach InGaN/GaN MQW auf einem GaN-Puffer. Der 5-fach MQW auf dem DBR bzw. dem GaN-Puffer wurden unter gleichen Wachstumsparametern gezüchtet. Die Probe mit 28-fach InGaN/GaN MQW ist durch eine starke Aufrauung der Oberfläche und eine Gitterrelaxation der oberen QWs gekennzeichnet.



Dabei ist die maximale Lumineszenzintensität des MQWs auf dem DBR 35-mal höher. Einerseits wird das Licht, welches in Richtung des Substrats emittiert wird, in Richtung Oberfläche reflektiert und andererseits wird durch den Purcell-Effekt, bereits ohne oberen DBR, die Direktionalität der Emission und die spontane Emissionsrate erhöht. Während der degradierte 28-fach MQW aus Abb. 5.4 eine stark verbreiterte Lumineszenz aufweist, lässt sich bei einem 13-fach MQW auf einem DBR noch keine zusätzliche inhomogene Verbreiterung feststellen.

5.1.3 Hybride Mikrokavität

Zur Realisierung einer vollständigen Mikrokavität mit zwei Spiegeln wurde auf den Kavitäten ein dielektrischer Spiegel aus 10-Perioden $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ mittels Elektronenstrahlverdampfung abgeschieden. Abbildung 5.9 zeigt die FEREM-Aufnahme einer Mikrokavität, die aus einem 45-fachem AlInN/GaN DBR, einer λ -Kavität mit 5 InGaN/GaN QWs und dem oberen dielektrischen DBR besteht. Eine ausgezeichnete Homogenität der Schichtdicken in vertikaler und lateraler Richtung ist für beide Reflektoren erkennbar.

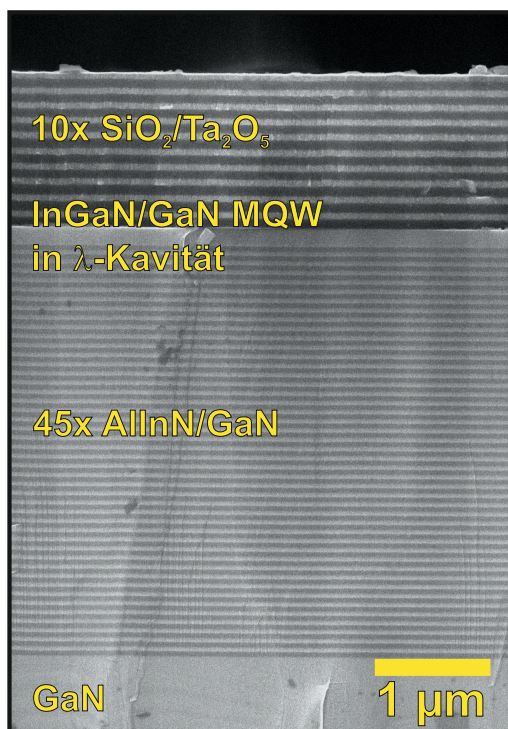


Abbildung 5.9: FEREM-Aufnahme der Bruchkante einer hybriden Mikrokavität mit 5-fach InGaN/GaN MQW nach Aufdampfen eines dielektrischen $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -DBRs mit 10 Perioden.

Die Abbildung 5.10(a) vergleicht die Makro-Photolumineszenz der Kavität mit 5-fach MQW vor und nach dem Aufdampfen des dielektrischen $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -DBRs. Nach Vervollständigung der Mikrokavität reduziert sich die Halbwertsbreite von 60 meV auf 3.5 meV ($\Delta\lambda = 0.51$ nm). Daraus ergibt sich ein Qualitätsfaktor von rund 840, was zu anderen Literaturwerten vergleichbar ist. Gacevic et al. beobachten Q-Faktoren im Bereich zwischen 262 und 381 [Gac13], Lu et al. zeigen einen Q-Faktor von 761 [Lu09] und Carlin et al. demonstrieren ebenfalls einen ähnlichen Q-Faktor von 800 [Car05b]. Durch den lateralen Schichtdickengradienten weist die Kavitätsmode die gleiche spektrale Verschiebung wie der

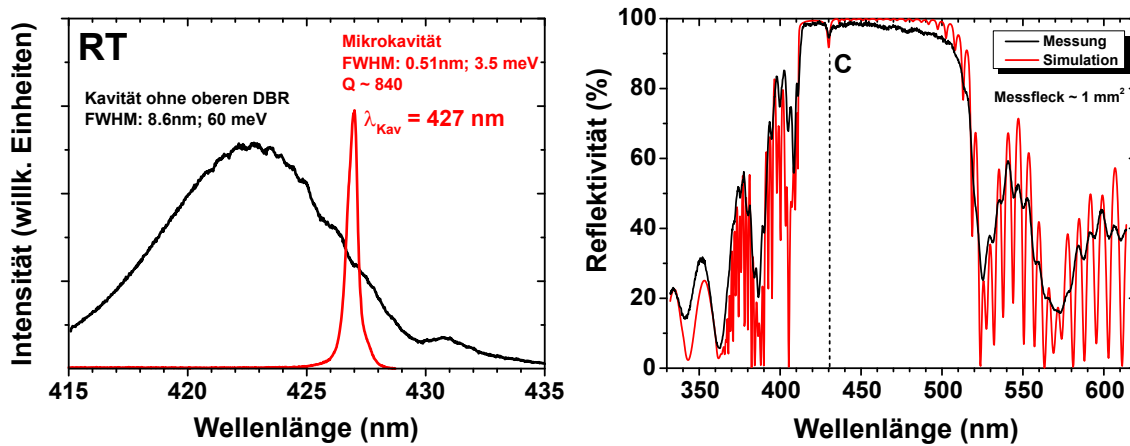


Abbildung 5.10: Raumtemperatur-PL-Spektrum einer Mikrokavität mit 5-fach InGaN/GaN MQW vor und nach Aufdampfen eines SiO₂/Ta₂O₅-DBRs (a) und Messung und Simulation des Reflexionsspektrums der komplettierten Mikrokavität (b). Simuliert wurde ein 45-facher DBR mit 46.5 nm AlInN/ 42 nm GaN, einer 173 nm dicken Kavität mit 5-fach 3.2 nm InGaN/4.6 nm GaN MQW und einem 10-fach DBR mit 83 nm SiO₂/53 nm Ta₂O₅.

untere DBR entlang des Waferdurchmessers auf. Somit kann die Verstimung der Kavität je nach untersuchter Probenposition variiert werden. Positionsabhängige PL-Messungen zeigen scharfe Emissionslinien in einem Wellenlängenbereich von etwa 430-410 nm. Die geringsten Halbwertsbreiten wurden dabei bei negativer Kavitätsverstimung beobachtet. Dieses Verhalten wurde auch in [Gac13] diskutiert und auf Absorption in den Quantenfilmen zurückgeführt. Während bei negativer Verstimung hauptsächlich nur Absorption durch Defekte oder die Hintergrunddotierung auftritt, tritt bei positiver Verstimung ein zusätzlicher Absorptionanteil durch Reabsorption der emittierten Photonen auf, was zu einer Reduktion des Q-Faktors führt.

Im Reflexionsspektrum der Mikrokavität in Abb. 5.10(b) wird das breite Stopband des oberen dielektrischen DBRs deutlich. Bei einer Wellenlänge von 430 nm zeigt sich die Kavitätsmode durch einen kleinen Einbruch der Reflektivität. Die Halbwertsbreite der Kavitätsmode beträgt hier etwa 2 nm, woraus ein Q-Faktor von 215 folgt. Durch den größeren Messfleck ist dieser Wert im Vergleich zur PL-Messung ca. 4 mal kleiner. In [Gac13] wurde ebenfalls durch Messungen mit verschiedenen Spotgrößen demonstriert, dass auf einer Millimeter-Größenskala die photonische Kavitätsunordnung die entscheidende Ursache für Verluste und Reduktion des Q-Faktors ist. Die Simulation des Reflexionsspektrums ergibt eine gute Übereinstimmung der Schichtdicken mit den angestrebten Werten. Einzig die SiO₂-Schichten haben durch eine ungleichmäßige Verdampfung eine zu hohe Dicke, woraus die Rotverschiebung des oberen Stopbandes im Bezug auf die Kavitätsmode resultiert.

5.1.4 Photonische Unordnung

Die photonische Unordnung führt bei optischen Untersuchungen zu einem Einfluss der Messfleckgröße auf die Spektren und den Qualitätsfaktor der Mikrokavitäten. So werden bei PL-Messungen Fluktuationen der Intensität, Halbwertsbreite und Wellenlänge der Emission auf einer μm -Skala beobachtet. Der Einfluss der Kavitätsunordnung wurde auch von Christmann et al. [Chr06b] mit Hilfe von μ -Transmissionsmessungen an einer GaN-basierten Mikrokavität mit AlInN/GaN DBR untersucht. Während bei einem 1 mm-Messfleck ein Q-Faktor von 130 bestimmt wurde, ließen sich bei Reduktion der Messfleckgröße auf $8\ \mu\text{m}$ Q-Faktoren von bis zu 2800 nachweisen. Bei Transmissionsmappings wurden von den Autoren Bereiche mit einer Größe von $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ mit konstanter Kavitätswellenlänge und hohem Q-Faktor festgestellt. In [Cos13] wurde der Einfluss des Substrates auf die photonische Unordnung in hybriden Mikrokavitäten untersucht. Dazu wurden zwei Mikrokavitäten auf freistehenden GaN-Substraten mit unterschiedlicher Versetzungsdichte gewachsen. Bei Verwendung des höherqualitativen Substrats ist die photonische Unordnung wesentlich geringer ausgeprägt und die Wellenlängenfluktuation der Kavitätsmode beträgt nur 0.45 nm, was auf eine Dickenänderung der Kavität von 1 nm zurückzuführen ist [Gla14a]. Bei Verwendung des Substrats mit der höheren Versetzungsdichte fluktuiert die Mode um etwa 4 nm und es werden geringere Q-Faktoren beobachtet. In Übereinstimmung mit den optischen Messungen wird beim Vergleich der AFM-Oberflächenmorphologien eine deutlich geringere rms-Rauigkeit bei Verwendung des Substrats mit geringer Versetzungsdichte deutlich.

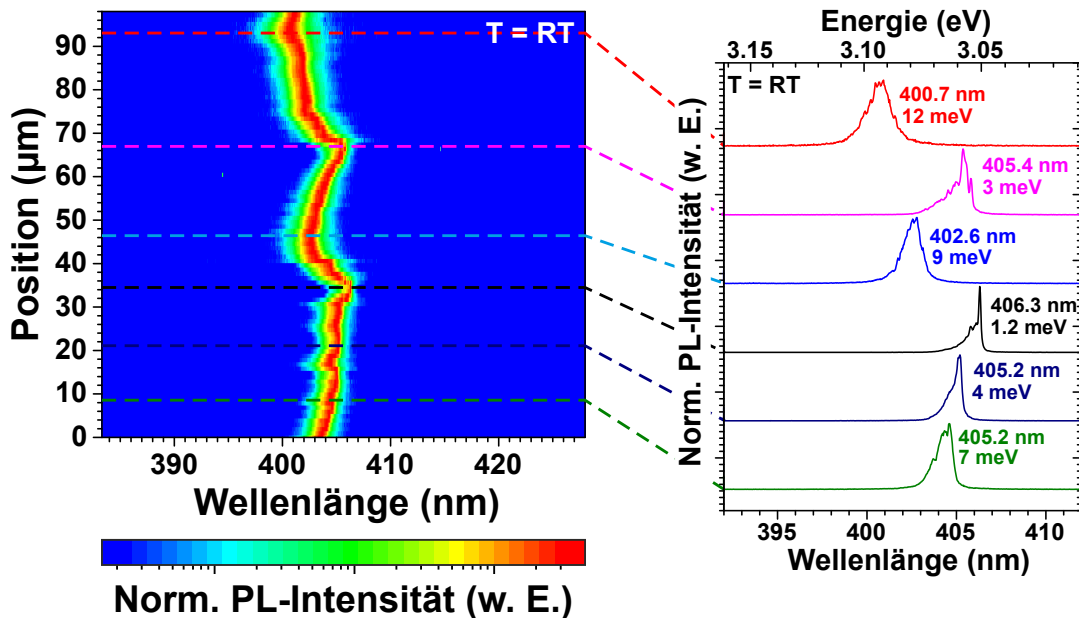


Abbildung 5.11: μ -PL Linienscan mit ausgewählten Einzelspektren über die Oberfläche der hybriden Mikrokavität mit 13-fachem InGaN/GaN MQW.

Abbildung 5.11 zeigt einen μ -PL-Linienscan über eine Länge von $100\ \mu\text{m}$ an einer Mikrokavität mit 13-fach MQW. Hierbei wird eine Fluktuation der Kavitätswellenlänge um bis zu $5\ \text{nm}$ auf einer μm -Skala beobachtet. Für eine solche Änderung der spektralen Position der Kavitätsmode muss eine Änderung der Kavitätsdicke von etwa $10\ \text{nm}$ auftreten. AFM-Messungen auf einer Größenskala von $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$ zeigen bei GaN-Schichten auf Saphir typischerweise Höhenunterschiede von bis zu $20\ \text{nm}$, die über eine laterale Längenskala von etwa $40\ \mu\text{m}$ auftreten. Je nach lateraler Ausdehnung der Kavitätsmode beeinflussen die gemittelten Höhenunterschiede diese, was zur Fluktuation der Kavitätsmode führt. Um die photonische Unordnung zu verringern, wäre eine Reduktion der Oberflächenrauigkeit durch Verwendung von defektarmen GaN-Substraten vorteilhaft. Die extrahierten Einzelspektren aus dem Linienscan verdeutlichen zusätzlich die Fluktuationen der Halbwertsbreite der Lumineszenz von $1.2\ \text{meV}$ bis $12\ \text{meV}$. Dabei werden die schmalsten Spektren erneut bei größeren Wellenlängen beobachtet.

Ein μ -PL-Mapping liefert genauere Informationen über die lokale Intensität und Wellenlänge der Kavitätsmode. In Abbildung 5.12(a) ist die integrale Intensität der Emission aus der Kavität dargestellt. Darin sind Gebiete mit deutlich reduzierter Intensität erkennbar. Mit dem zugehörigen Wellenlängenbild (Abb. 5.12(b)) wird eine Korrelation zwischen der Intensität und der Lage der Kavitätsmode deutlich. In dem Gebiet mit reduzierter Intensität ist die Kavitätsmode zu kürzeren Wellenlängen verschoben ($\lambda = 401\ \text{nm}$). In den Gebieten mit höherer Intensität liegt die Kavitätsmode hingegen bei einer Wellenlänge von etwa $405\ \text{nm}$. Dies bestätigt die Reduktion des Q-Faktors und der Emissionsintensität bei kürzeren Wellenlängen durch die Reabsorption der Photonen in den QWs.

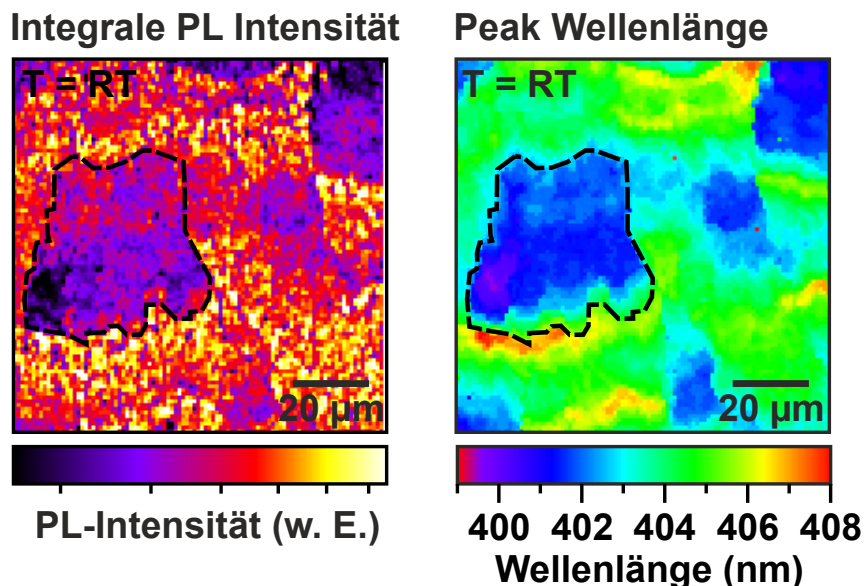


Abbildung 5.12: μ -PL Mapping der integralen Intensität und Peak-Wellenlänge an einer hybriden Mikrokavität mit 13-fach InGaN/GaN MQW

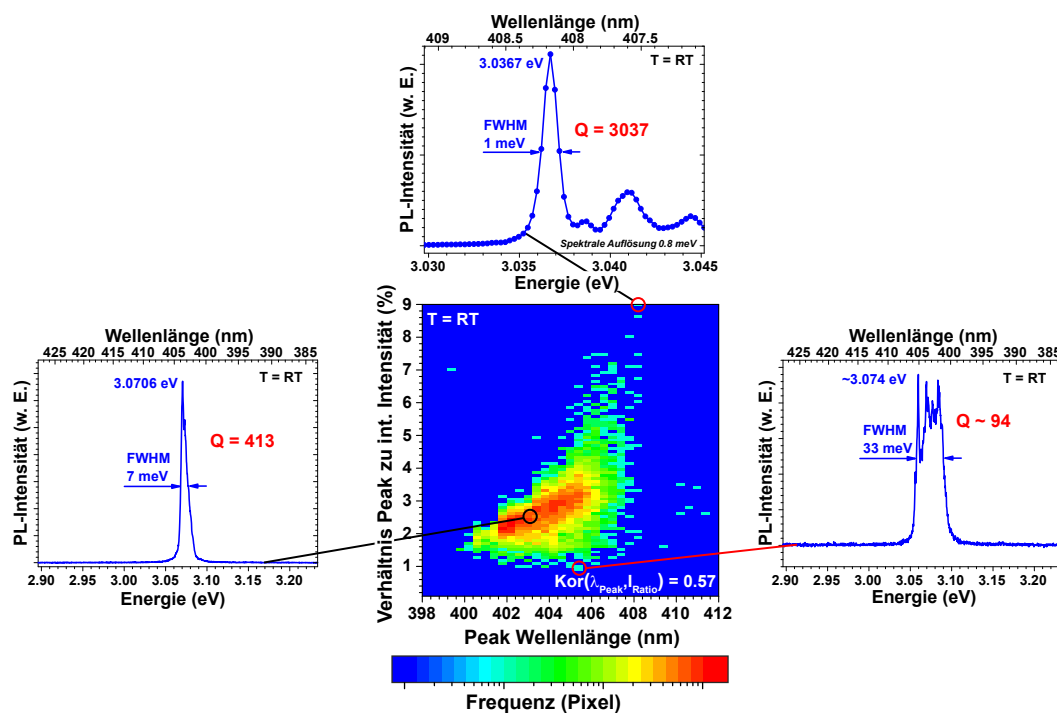


Abbildung 5.13: Konturdarstellung des Verhältnisses der Peak-Intensität zur integralen Intensität in Abhängigkeit von der Peak-Wellenlänge (als Maß für den Q-Faktor) bei einer Mikrokavität mit 13-fach InGa_N/Ga_N MQW. Es wurde ein 100 x 100 μm² μ-PL-Mapping ausgewertet, bei dem die laterale Auflösung etwa 1 μm betrug. Drei exemplarische Einzelspektren zeigen starke lokale Schwankungen des Q-Faktors.

Dieser Zusammenhang wird in Abb. 5.13 ebenfalls verdeutlicht. Dabei wurde das μ-PL-Mapping für jeden Punkt ausgewertet und das jeweilige Verhältnis der Peak-Intensität zur integralen Intensität in Abhängigkeit von der Peak-Wellenlänge dargestellt. Dieses Verhältnis ist dabei ein Maß für die Schärfe der Spektren und damit für den Q-Faktor der Kavität. Es zeigt sich, dass die höchsten Q-Faktoren bei größeren Wellenlängen erzielt werden. Exemplarisch werden in der Darstellung auch drei Einzelspektren gezeigt. An einigen Positionen werden sehr breite Spektren beobachtet, die auf einen Q-Faktor von unter 100 hinweisen. Überwiegend werden Q-Faktoren von knapp über 400 beobachtet. Jedoch treten auch einzelne Spektren mit einer Halbwertsbreite von nur 1 meV auf. Diese Halbwertsbreite liegt nahe an der spektralen Auflösungsgrenze des Aufbaus von 0.8 meV. Es ergibt sich daraus ein Q-Faktor von etwa 3000. Dies ist im Einklang zum Q-Faktor, der von Christmann et al. bei einer vergleichbaren Kavität auf einer μm-Skala beobachtet wird [Chr06b].

5.1.5 Licht-Materie-Wechselwirkung und optisch gepumptes Lasing

Nach Komplettierung der Mikrokavität mit 13-fach InGa_N/Ga_N MQW mit einem oberen dielektrischen 10-fach SiO₂/Ta₂O₅ DBR wurden an dieser Struktur winkelabhängige PL-Messungen bei einer Temperatur von 11 K durchgeführt (Abb. 5.14). Aus PL-Messungen

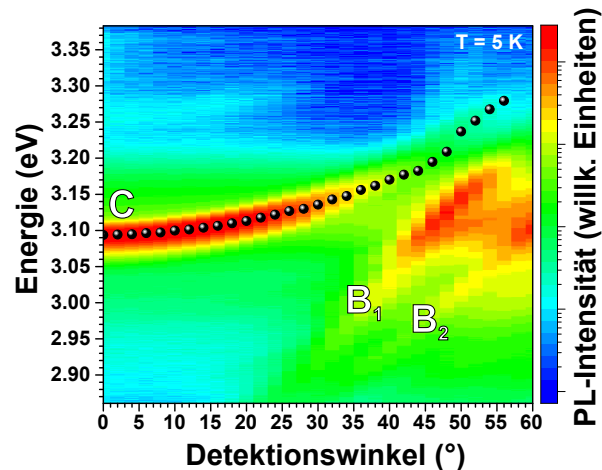


Abbildung 5.14: Winkelabhängige PL-Messung an der komplettierten hybriden Mikrokavität mit 13-fach In-GaN/GaN MQW bei einer Temperatur von 5 K.

vor dem Abscheiden des oberen DBRs ist bekannt, dass die exzitonische Mode bei 5 K bei einer Energie von 3.047 eV liegt. Die Emission aus der Kavitätsmode wird bei einer Energie von 3.094 eV beobachtet, woraus sich eine positive Verstimmung der Kavität von 47 meV ergibt. Bei Messung der Emissionsenergie in Abhängigkeit vom Detektionswinkel wird eine parabolische Dispersion der Kavitätsmode beobachtet. Zusätzlich treten bei höheren Winkeln zwei zusätzliche Braggmoden auf. Diese Moden sind im Reflexionsspektrum den ersten beiden Minima an der niederenergetischen Stoppbandkante des oberen dielektrischen Spiegels zuzuordnen. Aus dem parabolischen Verlauf der Kavitätsmode kann geschlussfolgert werden, dass sich die Mikrokavität im schwachen Wechselwirkungsregime befindet. Weitere winkelaufgelöste PL-Messungen wurden auch an vergleichbaren Mikrokavitäten mit 5-fach InGaN/GaN MQW mit negativer Verstimmung der Kavität durchgeführt. Dabei bewegt sich die Kavitätsmode mit zunehmendem Detektionswinkel in einem parabolischen Verlauf über die energetische Position der exzitonischen Mode hinweg. Somit kommt es hier zu keinem Anticrossing und keiner starken Licht-Materie-Wechselwirkung.

Anregungsdichte-abhängige PL-Messungen bei Raumtemperatur wurden an der TU Berlin in der Gruppe von Prof. Dr. Axel Hoffmann von Dr. Alexander Franke durchgeführt. Als Anregungsquelle wurde ein frequenzverdoppelter, gepulster Titan-Saphir-Laser verwendet, der durch ein Mikroskopobjektiv auf die Probe fokussiert wurde. Die Pulsbreite betrug 1.6 ns bei einer Wiederholfrequenz von 82 MHz. Der Durchmesser des Laserspots auf der Probe betrug etwa $1 \mu\text{m}$. Die Abbildung 5.15(a) zeigt die normierte integrale PL-Intensität in Abhängigkeit von der normierten Anregungsleistung bei Anregung einer hybriden Mikrokavität mit 13-fach MQW. Es ist ein eindeutiges Schwellwertverhalten zu erkennen. An der Laserschwelle steigt die Intensität um mehr als zwei Größenordnungen an und gleichzeitig sinkt die Halbwertsbreite von 1 nm vor der Schwelle auf unter 0.09 nm oberhalb der Schwelle. Die gemessene mittlere Leistung an der Laserschwelle beträgt 6.5 mW. Daraus ergibt sich eine mittlere Anregungsdichte von 0.83 MW/cm^2 bzw. 6.3 MW/cm^2 pro Puls. Die Pulsenergie am Schwellwert beträgt 80 pJ und die Pulsenergiedichte 10 mJ/cm^2 . Verschiedene Anregungslaser, Pulsdauern und Wiederholfrequenzen erschweren den Vergleich

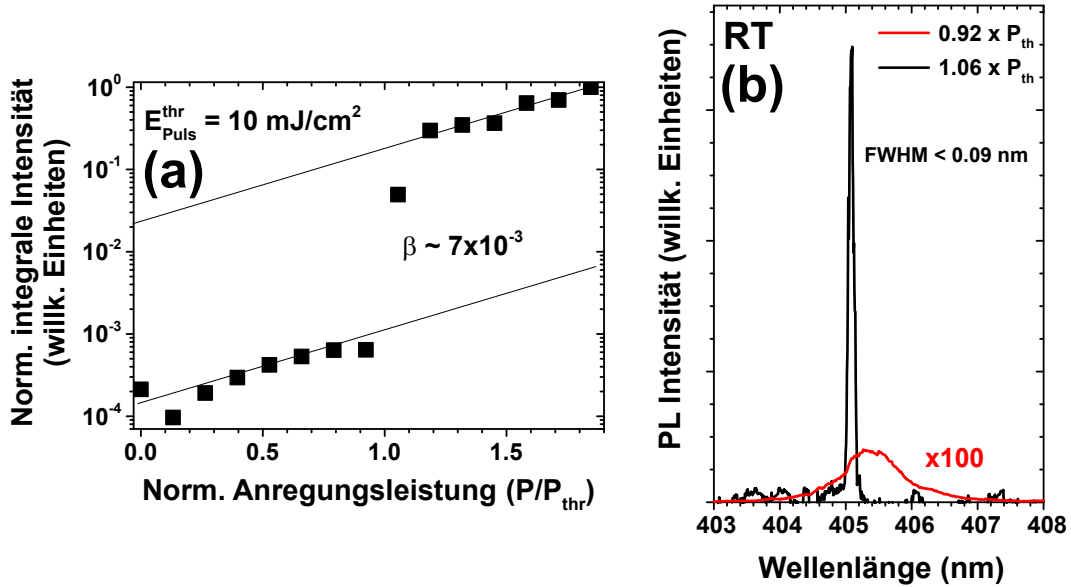


Abbildung 5.15: Normierte integrale PL-Intensität in Abhängigkeit von der Anregungsdichte der hybriden Mikrokovität mit 13-fach InGa_N/Ga_N MQW (a). Bei einer Puls-Anregungsdichte von 6.3 MW/cm^2 wird der Schwellwert beobachtet. Spektren kurz unterhalb und oberhalb des Schwellwerts (b).

mit anderen Literaturwerten. Während Someya et al. [Som99] bei einer vergleichbaren hybriden Mikrokovität ebenfalls eine Pulsenergie-dichte von 10 mJ/cm^2 für induzierte Emission berichten, ist die von Feltin et al. [Fel07a] bestimmte Pulsenergie-dichte mit 0.2 mJ/cm^2 um den Faktor 50 geringer. Dafür ist dort die auf einen Puls bezogene Anregungsdichte durch Verwendung wesentlich kürzerer Anregungspulse um den Faktor 200 größer. In Abb. 5.15(b) sind zwei Spektren knapp unterhalb und knapp oberhalb der Schwelle dargestellt. Die sprunghafte Zunahme der integralen und der maximalen Intensität in Verbindung mit einer reduzierten Linienbreite belegt, dass oberhalb der Schwelle induzierte Emission auftritt. Zur Abschätzung des β -Faktors, der den Beitrag der spontanen Emission zur induzierten Emission beschreibt, wurde der Intensitätsunterschied vor und nach der Laserschwelle in Abb. 5.15(a) bestimmt [Wan07]. Daraus ergibt sich ein Wert von $\beta = 7 \times 10^{-3}$. Dieser Wert liegt zwischen den Werten die Feltin et al. ($\beta = 2 \times 10^{-3}$) [Fel07a] bzw. Wang et al. ($\beta = 6 \times 10^{-2}$) [Wan07] berichten und ist wesentlich besser als die berichteten Werte für konventionelle Kantenemitter ($\beta \approx 10^{-5}$) [Kak02, Fel07a].

Ausblick

Für den elektrischen Betrieb eines VCSELs ist eine effektive Dotierung der Kavität notwendig. Auf der n-Seite können sehr hohe Dotierkonzentrationen mit Germanium als alternativem Dotanden erreicht werden [Fri12a], was die Kontaktformierung vereinfachen würde. Ein größeres Problem stellt allerdings die Dotierung der p-Seite dar. Die Mg-Akzeptoren weisen eine hohe Aktivierungsenergie von etwa 170 meV auf [Göt96], wodurch bei Raumtemperatur nur ein Bruchteil der Akzeptoren ionisiert ist. Mit einer optimalen

Mg-Konzentration von $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ lässt sich so eine maximale Löcherkonzentrationen im Bereich von knapp 10^{18} cm^{-3} erreichen [Kau00]. Bei höheren Magnesiumkonzentrationen tritt eine Selbstkompensation auf, sodass die Löcherkonzentration wieder abnimmt. In Kombination mit der geringen Löchermobilität resultiert aus der begrenzten Löcherkonzentration ein hoher Widerstand der p-Schicht. Dies führt zu einer schlechten lateralen Verteilung des Stroms und einer dominanten Emission unterhalb der lichtabsorbierenden Kontakte.

Zur besseren Stromverteilung in der p-Schicht wird üblicherweise ein transparentes leitfähiges Oxid (TCO) auf der p-Schicht abgeschieden [Hig08], das für die Verwendung in VCSELn allerdings hohen Anforderungen genügen muss. So darf das TCO nur eine minimale Absorption aufweisen und seine Dicke und Position müssen auf die Resonanzbedingung in der Mikrokavität angepasst sein. Zur Verbesserung der lateralen Strominjektion auf der p-Seite kann als Alternative zum TCO eine Tunnelodiode innerhalb der Kavität implementiert werden [Jeo01]. Ein vielversprechender Ansatz ist das Wachstum einer hochdotierten GaN:Ge-Schicht auf der hochdotierten p-Schicht. Durch Kontaktierung dieser entarteten GaN:Ge-Schicht wird eine gleichmäßige, laterale Stromverteilung innerhalb der Kavität ermöglicht.

Weiterhin kann die laterale Stromverteilung verbessert werden, wenn der Strom durch den epitaktischen DBR und nicht über die n-Seite der Kavität injiziert wird. Dies macht jedoch einen effizienten Stromtransport durch den AlInN/GaN DBR nötig. Durch die starken Polarisationsfelder bei AlInN/GaN Heterostrukturen und die daraus entstehenden Polarisationsladungen an der Grenzfläche resultieren im Leitungsband Energiebarrieren für die Elektronen und eine Verarmungszone innerhalb des AlInNs [Cor12]. Dies behindert den Stromtransport und führt zu einem Anstieg der Betriebsspannung mit zunehmender Anzahl der Grenzflächen. Durch eine extrem hohe Si-Dotierung im Bereich der AlInN/GaN-Grenzfläche mit $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Ladungsträgern gelang es Ikeyama et al. [Ike16] erstmalig, die hohe Dichte an negativen Polarisationsladungen mit Hilfe der ionisierten Donatoren zu neutralisieren. Dadurch verschwinden die Verarmungszone und die Energiespitzen im Banddiagramm an der GaN/AlInN Grenzfläche, woraus ein niedriger vertikaler Widerstand und ein ohmsches Verhalten des Si-dotierten AlInN/GaN DBRs resultiert. Diese vielversprechenden Resultate sollten für weitere Untersuchungen aufgegriffen werden, um den Stromtransport in nitridischen DBRs weiter zu optimieren. So lässt eine noch höhere Dotierung an der Grenzfläche, die durch Verwendung von Germanium als Dotanden ermöglicht wird, eine weitere Reduktion des vertikalen Widerstands erhoffen.

Durch die geringe Dicke des optisch aktiven Mediums bei VCSELn und die daraus resultierende geringe optische Verstärkung pro Kavitätsthroughgang werden vergleichsweise hohe Stromdichten benötigt. Mit Hilfe von Stromaperturen können ausreichende Stromdichten bei kleinen Strömen realisiert werden. Dies verhindert die kritische Erwärmung des Bauteils, die zu einer optischen Verstimmung des Resonators oder zum Ausfall des Bauelements (z.B. durch Zerstörung der Kontakte) führt. Es gibt verschiedene Ansätze, um eine Einengung des Strompfades zu verwirklichen. Eine Methode ist die selektive, laterale

Oxidation einer AlInN-Schicht, die sich innerhalb der Kavität befindet. Weiterhin lassen sich Stromaperturen durch dielektrische Schichten, die auf der Mesa aufgebracht werden, oder durch selektive Passivierung des p-GaNs mittels Plasmabehandlung erzeugen. Ein weiterer Ansatz ist die Erzeugung einer vergrabenen AlN-Stromapertur mit Hilfe eines 3-stufigen Wachstumsprozesses. Nähere Informationen zu den Realisierungsmöglichkeiten von Stromaperturen sind in [Cos13] ausgeführt.

5.2 Mikrokavitäten für den nahen UV-Bereich

Für Resonatoren im nahen UV-Bereich wurden zwei verschiedene Ansätze zur Realisierung der optisch aktiven Zone verfolgt. Zum einen wurden Strukturen mit GaN-Volumenkavität hergestellt und zum anderen wurden (In)GaN/AlGaN-MQWs in eine AlGaN-Kavität eingebettet. Beide Ansätze haben dabei Vor- und Nachteile. Der Einsatz von QWs ist üblicherweise besser für eine starke Licht-Materie-Wechselwirkung geeignet, da sie einen besseren Überlapp mit dem elektrischen Stehwellenfeld erlauben und eine höhere Exziton-bindungsenergie aufweisen (26 meV für GaN-Volumenschichten und mehr als 40 meV für dünne QWs) [But06]. Bei elektrisch betriebenen Strukturen können die QWs in einen p-n-Übergang eingebettet werden, sodass ein besserer Ladungsträgereinschluss gewährleistet wird und die resultierende Schwellleistung geringer ist. Oftmals weisen nitridische Quantenfilme durch inhomogene Verbreiterung jedoch große Linienbreiten auf und die optischen Eigenschaften werden negativ durch einen ausgeprägten QCSE beeinflusst [Ler98, Chr07]. Insbesondere bei einer binären Volumenkavität fallen die Einflüsse der inhomogenen Verbreiterung und des QCSE weg, sodass in den meisten Fällen eine bessere optische Qualität erreicht wird. Jedoch kann durch die Gitterfehlpassung von AlGaN und GaN eine Spannungsrelaxation bei Überschreiten der kritischen Schichtdicke auftreten, die sich wiederum negativ auf die optische Eigenschaften auswirkt. Zudem muss beachtet werden, dass in einer GaN-Volumenkavität die drei verschiedenen Exzitonen X_A , X_B und X_C mit der Kavitätsmode koppeln können [But06, Chr08].

5.2.1 Mikrokavitäten mit GaN-Volumenkavität

Für das Wachstum der GaN-Volumenkavitäten wurde eine $3\lambda/2$ -Kavität (187 nm) auf hochreflektierenden AlInN/AlGaN DBRs gewachsen. Die GaN-Schicht wächst dabei kompressiv verspannt auf dem AlInN/AlGaN DBR auf. Röntgenuntersuchungen zeigen, dass es dabei zu einer partiellen Relaxation der GaN-Schicht mit einem Relaxationsgrad von etwa 40 % kommt. Abbildung 5.16 zeigt den symmetrischen $\theta/2\theta$ -Scan einer GaN-Volumenkavität auf einem 35-paarigen DBR, der auf einem AlGaN-Puffer gewachsen wurde. Die Vielzahl an Übergitterreflexen weist auf glatte Grenzflächen und homogene Schichtdicken hin. Aus der Simulation konnten die Dicken der DBR-Schichten und der Kavität bestimmt werden. Die Kavitätsdicke ist mit 200 nm etwas größer als nominell vorgesehen, sodass die Kavität in der Wafermitte negativ verstimmt ist. Durch den lateralen GaN-Schichtdickengradienten

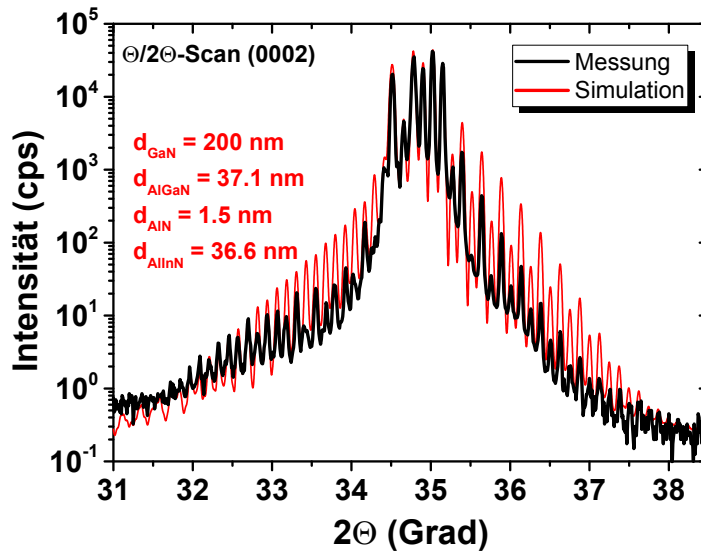


Abbildung 5.16: $\theta/2\theta$ -Scan und Simulation einer GaN-Volumenkavität auf einem 35-paarigem AlInN/AlGaN DBR auf AlGaN-Puffer.

kann die Verstimmung aber je nach vermessener Waferposition bis in positive Bereiche variiert werden.

Abbildung 5.17(a) zeigt einen Reflexions-Linienscan über den Waferdurchmesser vor der Abscheidung des oberen DBRs. Der epitaktische AlGaN/AlInN DBR weist eine Rotverschiebung des Stoppbands in Richtung des Waferstands auf. Während das Stoppband im Randbereich bei einer Wellenlänge zwischen 390 nm und 400 nm liegt, ist es in der Wafermitte bei etwa 360 nm positioniert. Ab einer Wellenlänge von etwa 365 nm bricht die Reflexion durch die GaN-Absorption jedoch deutlich ein, sodass das Stoppband in der Wafermitte nicht mehr klar zu erkennen ist. Abb. 5.17(b) zeigt die Simulation des Reflexionsspektrums aus der Wafermitte. Daraus ergibt sich eine Kavitätsdicke von 195 nm, was in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Röntgenmessung ist. Im Vergleich

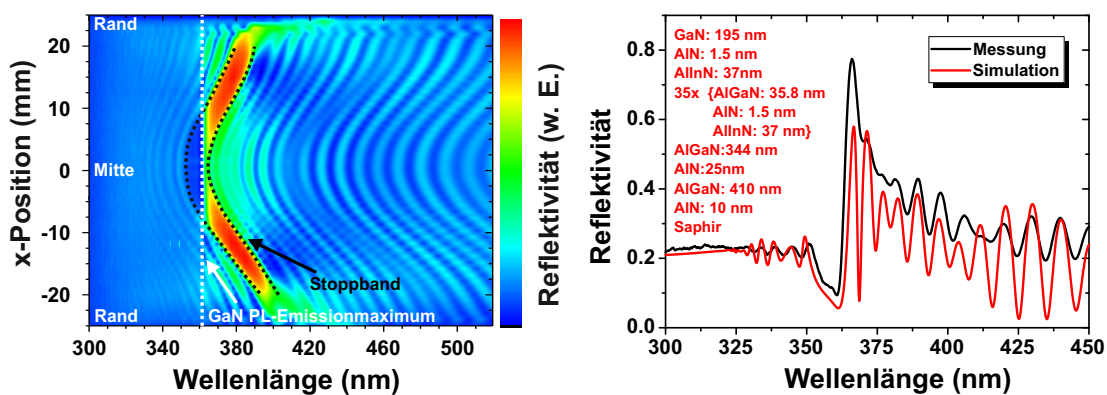


Abbildung 5.17: Reflexionslinienscan entlang des Durchmessers der GaN-Volumenkavität auf 35-paarigem AlInN/AlGaN DBR (links). Reflexionsspektrum aus der Wafermitte mit zugehöriger Simulation (rechts).

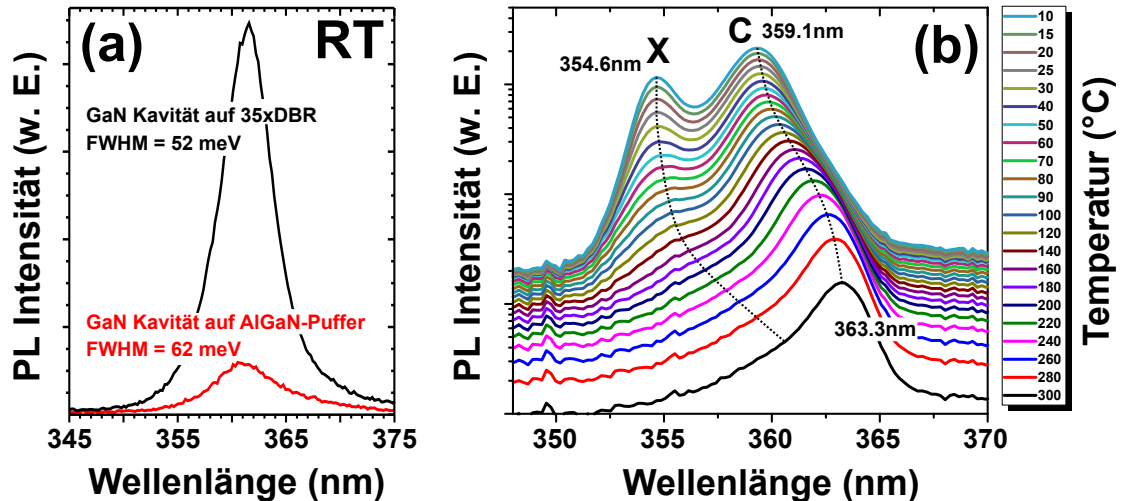


Abbildung 5.18: Vergleich der PL-Spektren einer GaN-Volumenkavität, die auf einem AlGaN-Puffer bzw. auf einem 35-paarigen DBR gewachsen wurde (a). Temperaturabhängige PL-Messung an der GaN-Volumenkavität auf AlInN/AlGaN-DBR nach Aufdampfen eines 7-paarigen $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ -Spiegels (b).

zwischen der Messung und der Simulation fällt in der Messung ein höherer Anstieg der Reflektivität vor dem Einbruch an der Absorptionskante auf. Wahrscheinlich liegt dies an der starken kompressiven Verspannung der GaN-Kavität von 1.8 GPa, die zu einer Blauverschiebung der Bandkante von 48.6 meV führt [Kis96]. Da diese kompressive Verspannung nicht in der Simulationssoftware berücksichtigt wird, liegt die Absorptionskante hier bei einer geringeren Energie.

In Abb. 5.18(a) ist der Vergleich der Photolumineszenz der GaN-Volumenkavität auf dem DBR mit einer 200 nm dicken GaN-Schicht, die nur auf einem AlGaN-Puffer gewachsen wurde, dargestellt. Die exzitonische Lumineszenz der Kavität ohne oberen DBR liegt bei $\lambda = 361.5$ nm. Deutlich sichtbar ist die Zunahme der PL-Intensität der Probe mit unterliegendem DBR um den Faktor 8. Zum einen wird durch den Spiegel das Licht reflektiert, welches sonst in Richtung der Waferrückseite emittiert wird und zum anderen führt die größere Schichtdicke bei der Kavität auf dem DBR zu einer geringeren Versetzungsdichte in der GaN-Schicht, wie TEM-Aufnahmen zeigen. Die beiden Faktoren führen auch zu einer geringeren Halbwertsbreite der Lumineszenz der Kavität auf dem DBR. Jedoch zeigt der Vergleich zu PL-Halbwertsbreiten von dicken GaN-Schichten mit geringerer Versetzungsdichte (FWHM = 45 meV bei RT), dass die Lumineszenz bei der GaN-Kavität durch Spannungsinhomogenitäten infolge der Teilrelaxation und höheren Versetzungsdichte verbreitert ist.

Zur Vervollständigung der Mikrokavität wurde von der Firma *Laseroptik* ein dielektrischer Spiegel mit 7 Perioden $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ abgeschieden. Das Stopppband dieses Spiegels deckt einen spektralen Bereich von 340 nm bis 400 nm ab und hat eine maximale Reflektivität von 98 %. Im Reflexionsspektrum der Mikrokavität wird eine Kavitätsmode bei einer Wellenlänge von $\lambda = 364.7$ nm mit einem Q-Faktor von 90 sichtbar. Abbildung 5.18(b) zeigt

die temperaturabhängige Photolumineszenz der hybriden Mikrokavität. Bei Raumtemperatur wird die Emission aus der Kavitätsmode bei $\lambda = 363.3$ nm mit einer Halbwertsbreite von 26 meV ($Q \approx 130$) beobachtet. Somit ist die Kavität negativ verstimmt. Der geringe Unterschied zur spektralen Position der Kavitätsmode im Reflexionsspektrum kann durch photonische Unordnung in der Kavität begründet sein. Im Raumtemperaturspektrum ist eine Schulter auf der höherenergetischen Seite der GaN-Kavitätsmode erkennbar, welche durch die exzitonische Lumineszenz der GaN-Kavität verursacht wird. Beim Abkühlen der Probe verschieben sich die exzitonische Lumineszenz und die Kavitätsmode zu höheren Energien. Dabei ist die Verschiebung der exzitonischen Mode stärker, sodass die negative Verstimmung der Kavität zunimmt. Bei 10 K liegt die exzitonische Lumineszenz bei einer Wellenlänge von 354.6 nm und die Kavitätsmode bei 359.1 nm. Damit nimmt die negative Verstimmung von etwa 30 meV bei Raumtemperatur auf 44 meV bei Tieftemperatur zu.

Durch winkelaufgelöste Lumineszenzmessungen konnte keine starke Licht-Materie-Wechselwirkung nachgewiesen werden. Als Ursache wird angenommen, dass die hohe Linienbreite des exzitonischen Übergangs zu einem Verlust der starken Kopplung führt. Bei einer solchen GaN-basierten Mikrokavität wird eine Rabi-Aufspaltung von 30 meV erwartet [Chr07, Fau08]. Da die Breite des exzitonischen Übergangs höher als die Rabi-Aufspaltung ist, findet nur eine schwache Licht-Materie-Wechselwirkung statt [Chr06a, Rev10]. In [But06] wurde ebenfalls eine $3\lambda/2$ GaN-Kavität auf einem AlInN/AlGaIn-basierten DBR (auf einem GaN-Puffer) gewachsen. Hier wird eine PL-Halbwertsbreite von nur 30-35 meV beobachtet. Insbesondere zeigt die Lumineszenz keine zusätzliche Verbreiterung im Vergleich zu einer dicken GaN-Pufferschicht auf Saphir. Offensichtlich ist es den Autoren gelungen, AlInN/AlGaIn DBRs zu wachsen, die im Vergleich zum GaN-Puffer keine höhere Versetzungsdichte aufweisen. Vermutlich kann durch die geringere Versetzungsdichte auch die Teilrelaxation der GaN-Volumenkavität verhindert werden. Aus diesem Grund ist eine weitere Verbesserung der Kristallqualität von Puffer, DBR und Kavität anzustreben, um eine höhere optische Qualität der optisch aktiven Schicht zu gewährleisten. Lohnenswert wären in diesem Zusammenhang beispielsweise weitere Entwicklungsarbeiten für verspannungsabbauende Schichten, die keine neuen Versetzungen im Material generieren.

5.2.2 Mikrokavitäten mit (In)GaN/AlGaIn MQWs

Für die angestrebte Realisierung von elektrisch betriebenen Resonatoren ist es sinnvoll, die optisch aktive Schicht in Form von QWs in einen p-n-Übergang einzubetten. Die Verwendung von QWs anstelle einer Volumenkavität bietet zudem den Vorteil einer erhöhten Oszillatorstärke und Exzitonenbindungsenergie. Christmann et al. [Chr08] gelang die Demonstration von starker Licht-Materie-Wechselwirkung in einer hybriden Mikrokavität mit einem AlInN/AlGaIn DBR und einem 67-fach GaN/AlGaIn MQW. Mit der hohen Anzahl an QWs sollte eine große Rabi-Aufspaltung erzielt werden, um die Auswirkung

der inhomogenen exzitonischen, sowie der photonischen Verbreiterung zu reduzieren. Um diese Verbreiterungen zu reduzieren, müssen beim Wachstum der GaN/AlGa_N MQWs glatte Grenzflächen und eine homogene AlGa_N-Komposition realisiert werden. Feltin et al. [Fel07b] berichten vom verbesserten Wachstum von GaN/AlGa_N MQWs unter Stickstoff-Atmosphäre bei reduzierter Temperatur. Auf diese Weise konnten Kompositionsfluktuationen in den AlGa_N Barrieren minimiert werden und GaN/Al_{0.19}Ga_{0.81}N MQWs mit einer Halbwertsbreite von 24 meV bei 8 K hergestellt werden.

Die in Anlehnung an diese Wachstumsbedingungen im Rahmen dieser Arbeit hergestellten MQWs emittieren bei Raumtemperatur bei einer Wellenlänge von 354.7 nm mit einer Halbwertsbreite von 90 meV. Bei 4 K reduziert sich die Halbwertsbreite auf 50 meV. Damit sind die Halbwertsbreiten deutlich höher als von Feltin et al. berichtet [Fel07b]. Zudem ist die PL-Intensität der hergestellten GaN/AlGa_N MQWs sehr gering, da die Quanteneffizienz bei GaN-Quantenfilmen wesentlich stärker durch Versetzungen reduziert wird, als dies beispielsweise bei InGa_N-Quantenfilmen der Fall ist [Kne11, Kha08]. Während LED-Emitter im blauen Spektralbereich externe Quanteneffizienzen (EQE) um die 60 % aufweisen, liegt die EQE bei einer Wellenlänge von 360 nm nur bei etwa 1 %. Zur Erhöhung der Lumineszenzintensität wurden deswegen QWs mit einer geringen Indium-Konzentration ($\approx 2\%$) verwendet, damit die Ladungsträger durch lokale Indium-Fluktuationen nicht zu den Versetzungen diffundieren können. Dafür wurden die QWs unter den gleichen Bedingungen wie blaue InGa_N-QWs gewachsen. Als einziger Unterschied wurde die Prozess-temperatur (835 °C) erhöht, sodass nur ein geringer Indium-Anteil eingebaut wurde. So hergestellte 5-fach MQW-Strukturen weisen im Vergleich zu GaN/AlGa_N MQWs eine deutlich gesteigerte Lumineszenzintensität bei einer Wellenlänge von etwa 367 nm (RT) auf. Die Halbwertsbreite beträgt 86 meV bei Raumtemperatur und ist somit etwa 20 meV geringer als bei vergleichbaren blauen InGa_N/Ga_N MQWs.

Wie erwähnt ist ein Ansatz zur Erhöhung der Kopplungsstärke die Verwendung von möglichst vielen QWs in der aktiven Zone. Abbildung 5.19 zeigt die in-situ Reflexionstransienten während des Wachstums eines 25-fach InGa_N/AlGa_N MQWs auf einem AlIn_N/AlGa_N

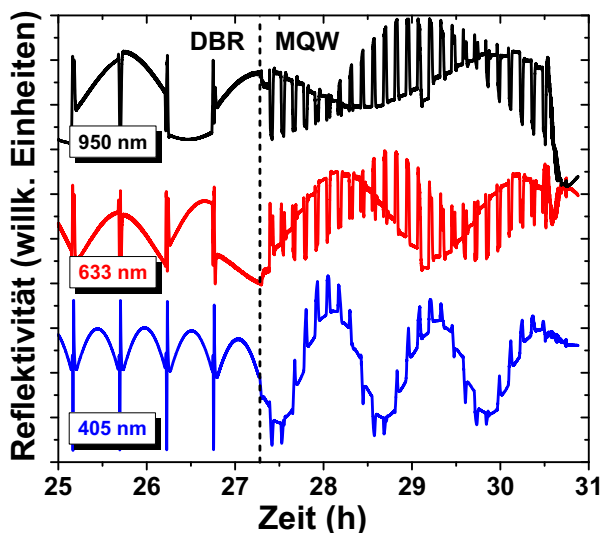


Abbildung 5.19: In-situ Reflexionstransienten beim Wachstum eines 25-fachen InGa_N/AlGa_N MQWs auf einem AlIn_N/AlGa_N DBR.

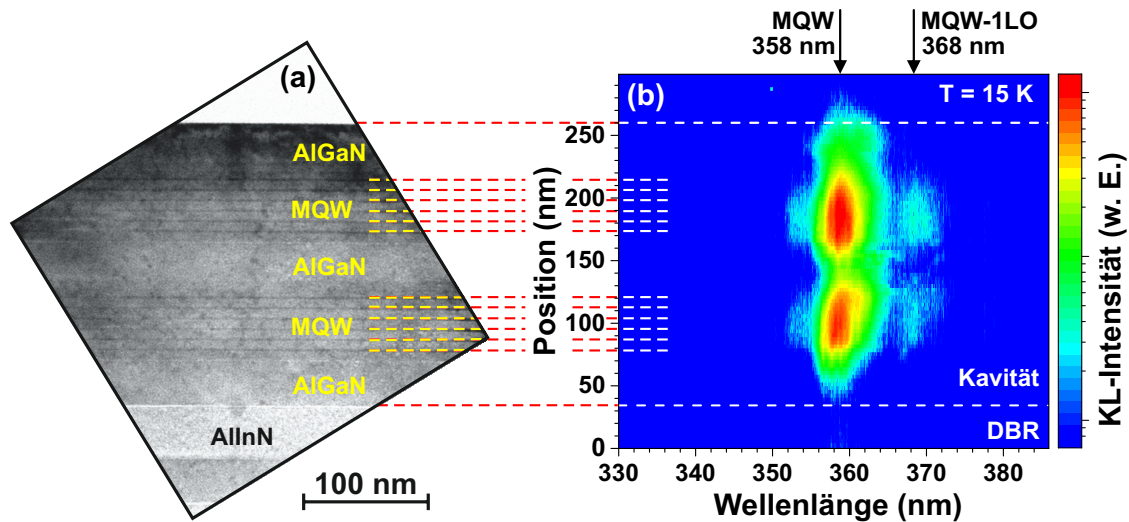


Abbildung 5.20: TEM-Aufnahme der aktiven Region einer $3\lambda/2$ AlGaN Kavität mit zwei 6-fach $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}/\text{AlGaN}$ MQWs (a). STEM-KL Linienscan entlang der Kavität zeigt exzitonische QW-Lumineszenz der beiden MQWs bei identischer Wellenlänge (b).

DBR. Dabei wurden die QWs gleichmäßig über die gesamte λ -Kavität verteilt. Während die QWs bei einer niedrigen Temperatur von 835°C gewachsen wurden, wurde die Temperatur für die Barrieren auf 1115°C erhöht. Die Temperaturrampen zeigen sich in den Transienten durch die steilen Änderungen der Reflektivität. Da es zu keinem Abfall des Reflexionsvermögens während des MQW-Wachstums kommt, kann auf eine geschlossene Oberfläche der Struktur geschlossen werden. Auch unter dem Nomarski-Mikroskop zeigt sich eine glatte Oberfläche ohne V-Pits. Dies steht im Gegensatz zu blauen MQW-Strukturen mit hoher QW-Anzahl. Allerdings ist die Gitterfehlanpassung zwischen den QWs und den Barrieren hier geringer. Während die Gitterfehlanpassung zwischen $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$ und $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 0.7 % beträgt, liegt sie zwischen $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ und GaN bei 1.6 %. Neben der geringeren Verspannungsenergie resultieren aus der niedrigen Indium-Konzentration in den QWs geringere Kompositionsfluktuationen, wodurch eine Phasenseparation weniger wahrscheinlich ist.

Da bei einer durchgängig mit QWs gefüllten λ -Kavität die meisten QWs nicht effektiv mit dem elektrischen Feld koppeln können, wurden auch Strukturen hergestellt, bei denen entweder zwei MQWs bei den Feldmaxima in einer $3\lambda/2$ AlGaN-Kavität oder ein einfacher MQW mit 5 aktiven Schichten am Maximum des elektrischen Feldes in einer λ -Kavität platziert wurde. Abbildung 5.20(a) zeigt ein TEM-Bild einer $3\lambda/2$ Kavität mit zwei 6-fach $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}/\text{AlGaN}$ MQWs auf einem 45-fachen $\text{AlInN}/\text{AlGaN}$ DBR. Die gemessene Dicke der Kavität beträgt 220 nm, was einer optischen Dicke von $3\lambda/2$ bei $\lambda=360$ nm entspricht. Die beiden MQWs befinden sich bei etwa $1/3$ und $2/3$ der Kavität, sodass ein hoher Überlapp mit dem elektrischen Feld gewährleistet ist. Dabei besitzen die MQWs eine hohe laterale Homogenität mit konstanten Schichtdicken. Der STEM-KL Linienscan entlang der Kavität (Abb. 5.20(b)) zeigt eine zur Kavitätsmode passende exzitonische Lumineszenz der beiden MQWs bei einer identischen Wellenlänge von 358 nm. Jedoch

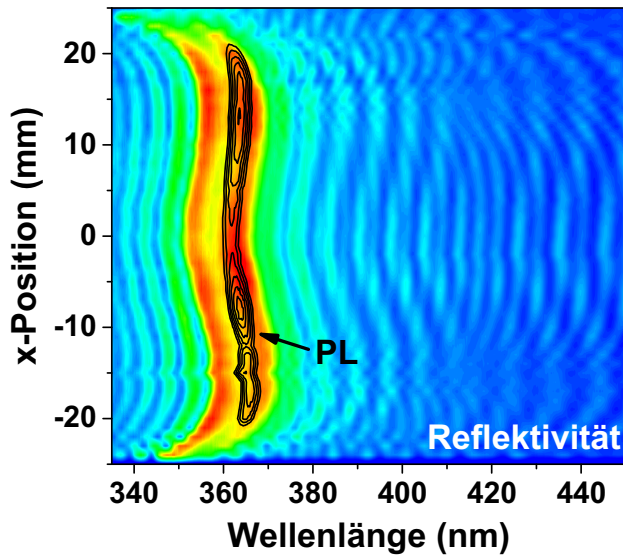


Abbildung 5.21: Reflexions- und PL-Linienscan entlang des Waferdurchmessers bei einem 5-fach InGaN/AlGaN MQW auf einem AlInN/AlGaN DBR

offenbart der Linienscan eine geringe Diffusionslänge der generierten Ladungsträger. Durch monochromatische Intensitätsprofile konnte die Einfanglänge der Ladungsträger durch die InGaN-QWs zu 15 nm bestimmt werden. Für VCSEL-Strukturen ist die reduzierte Diffusionslänge nachteilig und führt zu erhöhten Schwellleistungen, da die exzitonische Mode nicht effektiv gepumpt wird.

Die Abbildung 5.21 zeigt die überlagerten Reflexions- und PL-Linienscans an einer λ -Kavität mit 5-fach InGaN/AlGaN MQW vor der Abscheidung eines oberen DBRs entlang des Waferdurchmessers. In der Wafermitte ist das Stoppband bei einer Wellenlänge von etwa 360 nm platziert. In Richtung des Waferrands schiebt es zunächst 3 nm zu größeren Wellenlängen, ehe es am äußersten Rand wieder eine Blauverschiebung aufweist. Im Vergleich zu den DBRs im blauen Spektralbereich weisen die $\lambda/4$ -Schichten nur einen geringen lateralen Dickengradienten über den Wafer auf, sodass die potenzielle Ausbeute an funktionstüchtigen Resonatoren bei den Mikrokavitäten im nahen UV höher ist. Auffällig ist der Einbruch der Reflexivität in der Mitte des Stoppbands. Die Kavität stellt bereits ohne oberen Spiegel einen Resonator mit geringem Q-Faktor dar. Wenn die Kavität die Resonanzbedingung erfüllt und die absorptionsbehafteten QWs am Maximum des elektrischen Feldes platziert werden, kommt es zu einem symmetrischen Einbruch der Reflexivität in der Mitte des Stoppbands wie Transfer-Matrix-Simulationen bestätigen. Die PL-Emission folgt der spektralen Verschiebung des Stoppbands entlang des Waferdurchmessers. Dabei wird eine Rotverschiebung der Photolumineszenz um etwa 35 meV in Bezug auf das Minimum im Stoppband deutlich. Alyamani et al. [Aly07] beobachten bei einer GaN-basierten Kavität ohne oberen DBR auf einem $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ DBR ebenfalls eine Rotverschiebung der PL-Emission von 3 nm (30 meV) bezogen auf das Reflexionsminimum. Diese Energiedifferenz kann auf eine Stokes-Verschiebung, welche die Energiedifferenz zwischen Emission und Absorption charakterisiert, zurückgeführt werden. Das Auftreten einer Stokes-Verschiebung deutet auf die Beeinflussung von Exzitonen durch Lokalisationszentren hin [Mar99, Str03].

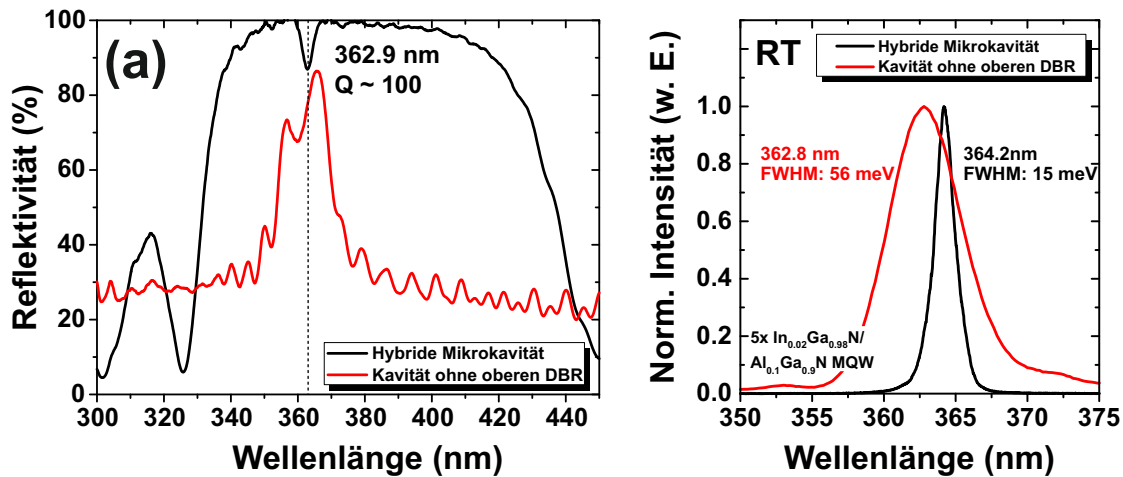


Abbildung 5.22: Reflexionsspektrum der Kavität mit 5-fach InGaN/AlGa_{0,98}N MQW vor und nach Abscheidung des oberen dielektrischen SiO₂/Ta₂O₅ DBRs mit 6 Perioden (a) und Raumtemperatur-PL Spektren der Mikrokavität mit und ohne oberen DBR (b).

Als weitere Ursache für die Rotverschiebung der Emission kommt der QCSE in Betracht [Mil84].

Zur Vervollständigung der Mikrokavität wurde ein dielektrischer SiO₂/Ta₂O₅-DBR mit 6 Perioden auf der Probe und als Referenz-DBR auf einem Saphirsubstrat abgeschieden. Der Referenzspiegel wies eine maximale Reflektivität von 97 % bei einer Stopppbandwellenlänge von 378 nm auf. In Abbildung 5.22(a) ist das Reflexionsspektrum der Kavität mit 5 QWs vor und nach der Abscheidung des dielektrischen DBRs dargestellt. Vor der Abscheidung des oberen DBRs ist das Stopppband des unteren DBR (mit dem diskutierten Einbruch der Reflektivität) zu erkennen. Nach Aufdampfen des oberen DBRs zeigt sich ein breites Stopppband mit einer Halbwertsbreite von etwa 100 nm. Bei einer Wellenlänge von 362.9 nm tritt eine deutlich ausgeprägte Kavitätsmode auf, aus deren Halbwertsbreite sich ein Q-Faktor von etwa 100 ergibt. Allerdings wird der relativ geringe Q-Faktor durch den großen Messfleck des UV-VIS-NIR-Photospektrometers verursacht. In Abbildung 5.22(b) sind die zugehörigen PL-Spektren der Kavität vor und nach Abscheidung des oberen DBRs dargestellt. Ohne oberen DBR wird bei Raumtemperatur eine Emission bei 362.8 nm mit einer Halbwertsbreite von 56 meV detektiert. Damit ist die Halbwertsbreite vergleichbar zu den blauen Mikrokavitäten ohne oberen DBR. Ein exemplarisches Spektrum nach Abscheidung des dielektrischen Spiegels zeigt eine Emission bei 364.2 nm mit einer Halbwertsbreite von 15 meV, woraus ein Q-Faktor von 227 folgt. Wie bei den Kavitäten im sichtbaren Spektralbereich lässt sich auch bei den Kavitäten im nahen UV eine photonische Unordnung feststellen. So fluktuiert die Emission auf mikroskopischen Längenskalen in einem Wellenlängenbereich von 362 nm bis 364 nm.

5.2.3 Licht-Materie-Wechselwirkung

Zur Charakterisierung der Licht-Materie-Wechselwirkung wurden winkelabhängige Photolumineszenzmessungen an der hybriden Mikrokavität mit 5-fach MQW durchgeführt. Diese Messungen wurden zum einen von Dr. Alexander Franke aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jürgen Christen an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg und zum anderen von Dr. Martin Thunert in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Marius Grundmann an der Universität Leipzig durchgeführt. In Abbildung 5.23 sind die jeweiligen Tieftemperatur-Messungen dargestellt. Weiterführende Informationen zu den optischen Eigenschaften der (In)GaN/AlGaIn-Quantenfilme und zu den Eigenschaften der hybriden Kavität, sowie eine tiefergehende Beschreibung zu dem Versuchsaufbau sind in [Fra13] zu finden. Die Messung in Abb. 5.23(a) zeigt zunächst eine Blauverschiebung der Lumineszenz bei Erhöhung des Detektionswinkels. Bei höheren Detektionswinkeln nähert sich das Lumineszenzmaximum jedoch der energetischen Position der exzitonischen Lumineszenz bei etwa 3.46 eV an. Somit kann die Winkeldispersion weder durch einen exzitonischen oder photonischen Charakter der Emission erklärt werden. Mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen konnte die Winkeldispersion simuliert werden. Dafür wurde vorher die homogene Linienverbreiterung zu 26 meV bestimmt und eine Oszillatorstärke je QW von $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [Chr06a] wurde verwendet. Aus dem Verlauf des Emissionsmaximums konnte die Lumineszenz dem unteren Polaritonenzweig zugeordnet werden. Der obere Polaritonenzweig wird in der Messung nicht beobachtet. Dies ist typisch für Mikrokavitäten auf Basis von Halbleitern mit großen Bandlücken. Dies liegt zum einen an PL-Thermalisierungseffekten. Zum anderen tritt Absorption innerhalb der Kavität auf, wobei die Kohärenz des oberen Polaritonenzweigs durch Streuung an höherenergetischen exzitonischen Zuständen gedämpft wird [Chr08, Fau08]. Aus der Simulation ergibt sich eine negative Verstimmung der Kavität von -12 meV. Da der obere Polaritonenzweig nicht beobachtet wird, lässt sich die Rabi-Aufspaltung nur grob abschätzen und beträgt etwa 15 meV. Dieser Wert ist kleiner als der von Feltn et al. bestimmte Wert von 30 meV bei einer ähnlichen Mikrokavität [Fel06b]. Die verringerte Rabi-Aufspaltung ist höchstwahrscheinlich auf die vergrößerte inhomogene Linienbreite zurückzuführen.

Abb. 5.23(b) zeigt eine winkelaufgelöste PL-Messung an der gleichen Mikrokavität, die an der Universität Leipzig durchgeführt wurde. Hier wird bei senkrechter Detektion zur Oberfläche eine Emission bei 3.43 eV detektiert. Bei Vergrößerung des Detektionswinkels zeigt sich eindeutig eine parabolische Blauverschiebung der Emission. Ab einem Winkel von etwa 35° verschwindet diese Emission und es tritt ein anderer Emissionskanal bei 3.454 eV hervor. Diese Emission zeigt keine spektrale Abhängigkeit vom Detektionswinkel und weist eine höhere Halbwertsbreite von 40 meV auf. Somit bewegt sich die parabolisch verlaufende Kavitätsmode über die energetische Position der exzitonischen Mode hinweg und es liegt nur eine schwache Licht-Materie-Wechselwirkung vor. An der vermessenen Probenposition beträgt die negative Verstimmung der Kavität -24 meV. Das plötzliche Auftreten der exzitonischen Mode wird durch die begrenzten Stoppbandbreiten verursacht. Ab einem Winkel

6 AlN/AlGaN DBRs für Mikrokavitäten im fernen UV-Bereich

In diesem Abschnitt wird die Herstellung von DBRs im fernen UV-Bereich für Mikrokavitäten mit GaN-Quantenpunktemittern bei 270 nm demonstriert. Um Absorption zu vermeiden, muss deswegen hoch Al-haltiges AlGaN im DBR verwendet werden. Die Kombination mit gitterangepasstem AlInN ist jedoch nicht praktikabel, da der resultierende Brechungsindexkontrast sehr gering wäre. Daher wurde in dieser Arbeit ein anderer Ansatz verfolgt, bei dem AlGaN mit mindestens 70 % Al-Gehalt und AlN innerhalb des DBRs kombiniert wurden. Die Gitterfehlanpassung der beiden Materialien führt bei solchen DBRs häufig zu Spannungsabbau durch Gitterrelaxation und Rissbildung [Sem01, Moe06, Xie07]. Durch Optimierung der Pufferstruktur und Wachstumsparameter der $\lambda/4$ -Schichten kann hier die erfolgreiche Herstellung hochreflektiver Spiegel demonstriert werden.

6.1 Wachstum von GaN-Quantenpunkten auf AlN

Mehrere Anwendungsfelder machen die Herstellung von Bragg-Spiegeln für den fernen UV-Bereich interessant. Mit ihnen können beispielsweise RC-LEDs [Sch92] im UV-C Bereich zur effektiven Desinfektion von Wasser realisiert werden [Kna09]. Innerhalb dieser Arbeit liegt die Motivation für das Wachstum von DBRs in der Herstellung von resonanten Kavitäten mit GaN-basierten Quantenpunkten als optisch aktivem Material. In Quantenpunkten werden Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen. Dabei besitzen GaN-basierte Quantenpunkte ein großes Einschlusspotential und eine sehr hohe Exzitononenbindungsenergie [Ram98]. Deshalb sind sie vielversprechende Kandidaten für die Entwicklung von Einzelphotonenquellen, die auch bei Raumtemperatur funktionieren [Mic00]. In mehreren Publikationen konnte bereits Einzelphotonenemission aus polaren [Kak06, Kre12, Des13], sowie nicht-polaren [Rol06, Kak14] nitridischen Quantenpunkten nachgewiesen wurde. Erst kürzlich gelang Holmes et al. die Demonstration von Einzelphotonenemission bei Raumtemperatur mit Hilfe von GaN-Quantenpunkten, die in Nanodrähten eingebettet wurden [Hol14]. Das macht GaN-basierte Quantenpunkte interessant für Anwendungen in der Quantenkommunikation und Quantenkryptographie [Ben84]. Um Einzelphotonenquellen mit hoher Photonenemissionsrate zu realisieren, muss die Rekombinationswahrscheinlichkeit gesteigert werden, was durch Einbetten der Quantenpunkte in eine resonante Kavität geschehen kann. Damit kann durch den Purcell-Effekt eine höhere Rekombinationsrate erzielt werden. Die Kernergebnisse der Versuche zum Wachstum

von GaN-Quantenpunkten auf AlN sollen hier nur kurz gezeigt werden. Details zu den strukturellen und optischen Untersuchungen an den realisierten Quantenpunkten sind in den Arbeiten von Schmidt et al. zu finden [Sch15, Sch16, Sch17].

Die GaN-Quantenpunkte wurden auf einem 900 nm dicken AlN-Puffer auf einem Saphirsubstrat abgeschieden. Der untere Teil des AlN-Puffers wurde bei einem niedrigen V/III-Verhältnis (≈ 70) gewachsen, um das laterale Wachstum zu fördern. Für die oberen 200 nm des Puffers wurde der Ammoniakfluss erhöht ($V/III = 1800$). Die Oberfläche des Puffers ist durch ein reguläres Stufenflusswachstum gekennzeichnet und weist bei einem $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -AFM-Scan eine geringe rms-Rauigkeit von 0.2 nm auf. Für das Wachstum der Quantenpunkte wurde die Temperatur auf 960 °C reduziert. Unter Anwendung eines niedrigen V/III-Verhältnisses von 30 wurde GaN mit einer nominellen Dicke von 2 nm abgeschieden. Im Anschluss wurden der TMGa- und Ammoniakfluss für 30 s unterbrochen. Während dieser Unterbrechung desorbiert GaN teilweise von der Oberfläche und es bilden sich dreidimensionale GaN-Strukturen [Bel15]. Als Deckschicht wurden anschließend 40 nm AlN gewachsen. Vergleichende Kathodolumineszenzuntersuchungen an Proben mit und ohne Wachstumsunterbrechung bestätigen die Bildung von Lokalisationszentren durch GaN-Desorption. Ohne Wachstumsunterbrechung zeigen KL-Linienscans über die Probenoberfläche die homogene Lumineszenz eines GaN-QWs. Bei Anwendung einer Wachstumsunterbrechung wird hingegen eine unregelmäßige Intensitäts- und Wellenlängenverteilung mit scharfen Emissionsmaxima zwischen 240 nm und 320 nm beobachtet, die bereits auf quantenpunktartige Emission hinweist. Wird die Dauer der Wachstumsunterbrechung auf 45 s erhöht, wird nur noch eine hochenergetische Lumineszenz der QDs bei etwa 240 nm beobachtet. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn die Temperatur während der Wachstumsunterbrechung 20 °C höher gewählt wird. Daraus lässt sich schließen, dass die Größe der Quantenemitter während der Wachstumsunterbrechung durch Desorption abnimmt. Lokale Variationen der Desorptionsrate werden dabei durch von Versetzungen verursachte Spannungsfelder und durch unterschiedliche, freigelegte Facetten verursacht. AFM-Untersuchungen deuten ebenfalls darauf hin, dass die Bildung der quantenpunktartigen Emitter durch Desorption und nicht durch Stranski-Krastanov-Wachstum geschieht [Zha14, Bel15].

Abb. 6.1(a) zeigt ein STEM-Hellfeld-Bild einer Struktur mit Wachstumsunterbrechung. Im Bereich, in dem das GaN abgeschieden wurde, wird ein durchgängiger GaN-Quantenfilm beobachtet. Dabei ist eine leichte Dickenzunahme in den Bereichen auffällig, in denen Versetzungen den Quantenfilm durchstoßen. Die höchste Emissionsintensität wird dabei genau aus diesen GaN-Ansammlungen an den Versetzungen detektiert, wie das panchromatische Kathodolumineszenz-Bild zeigt (Abb. 6.1(b)). Andere Forschergruppen haben bei GaN/AlN Quantenpunkt-Heterostrukturen ebenfalls beobachtet, dass die Quantenpunkte bevorzugt in unmittelbarer Umgebung von Versetzungen nukleieren [Rou99, Jur13]. Stufenversetzungen bilden in ihrer Umgebung ein komplexes Spannungsfeld mit einer tensilen Komponente aus. Die reduzierte Gitterfehlpassung führt zu einer energetisch günstigeren Anlagerung von GaN in diesem Bereich, sodass dort mehr Material nach dem

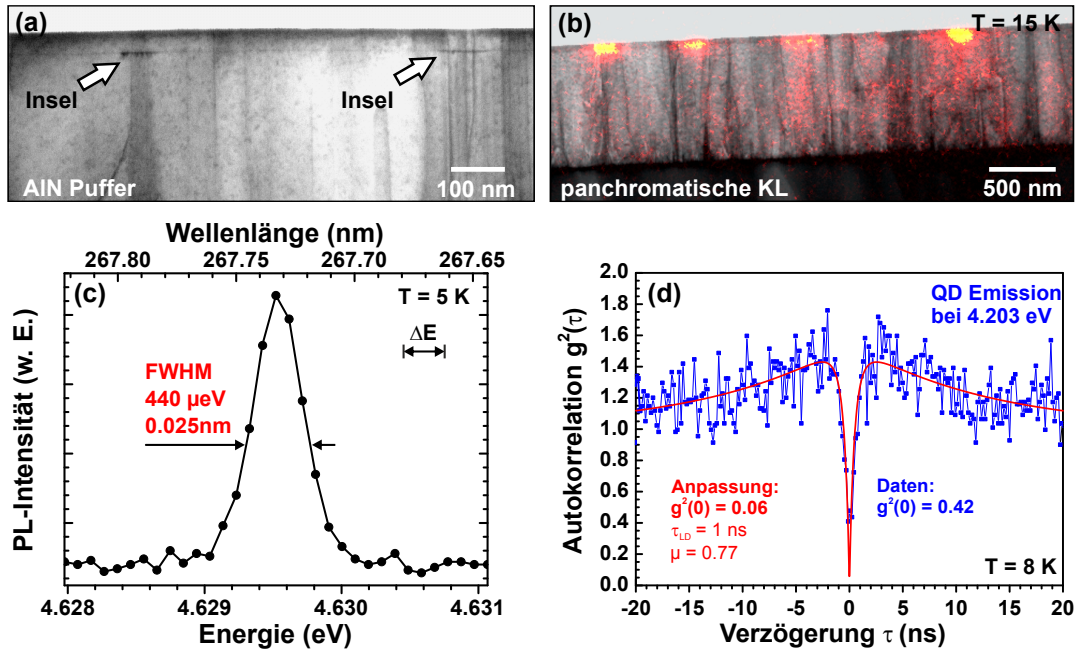


Abbildung 6.1: STEM Hellfeldaufnahme des GaN QW und der GaN Inseln auf dem AlN Puffer (a). Überlagerung des STEM Bildes und des panchromatischen KL Intensitätsbildes (orange gefärbt) bei 15 K (b). Einzelne Emissionslinie bei 4.6295 eV mit einer Halbwertsbreite von 440 μeV aufgenommen mit μPL bei 5 K (c). Korrelationsfunktion zweiter Ordnung der Emission aus einer einzelnen GaN-Insel bei 4.203 eV zeigt klares Antibunching mit einem $g^2(\tau = 0)$ -Wert von 0.42. Die Anpassung unter Verwendung der Exzitonen-Lebensdauer und der Besetzungszahl μ ergibt einen Wert von 0.06 [Sch15].

Desorptionprozess zurückbleibt. Durch die starke Lokalisierung von Ladungsträgern in den GaN-Inseln werden diese an der Diffusion zu den Versetzungen und der damit verbundenen nichtstrahlenden Rekombination gehindert. Im räumlich integrierten KL-Spektrum über den gesamten Querschnitt der Probe wird eine Lumineszenz aus der durchgängigen GaN-Schicht sowie Si- und O-DX korrelierte Rekombination im AlN bei 330 nm und 412 nm beobachtet. Zusätzlich erscheint ein breites Lumineszenzband von 220 nm bis 310 nm, welches den GaN-Inseln zugeordnet werden kann [Sch15].

In diesem Wellenlängenbereich treten bei spektral-hochaufgelösten Mikrophotolumineszenzmessungen bei $T = 5\text{ K}$ viele scharfe Emissionslinien auf, die auf eine quantenpunktartige Emission aus den GaN-Inseln schließen lassen. Wie in Abb. 6.1(c) dargestellt, ergibt die Untersuchung einer einzelnen ausgewählten Emissionslinie bei $\lambda = 267.7\text{ nm}$ eine extrem schmale Halbwertsbreite von 440 μeV ($\Delta\lambda = 25\text{ pm}$). Dieser Wert ist geringer als die Linienbreiten von GaN-Quantenpunkten, die bisher beobachtet wurden [Kin14, Rol06, Dem09, Ser13]. Einzig Arita et al. gelang die Demonstration von noch geringeren Halbwertsbreiten von 87 μeV mit Hilfe von GaN-Quantenpunkten, die sich an Makrostufen in einem GaN/AlGaIn Quantenfilm ausbilden [Ari17].

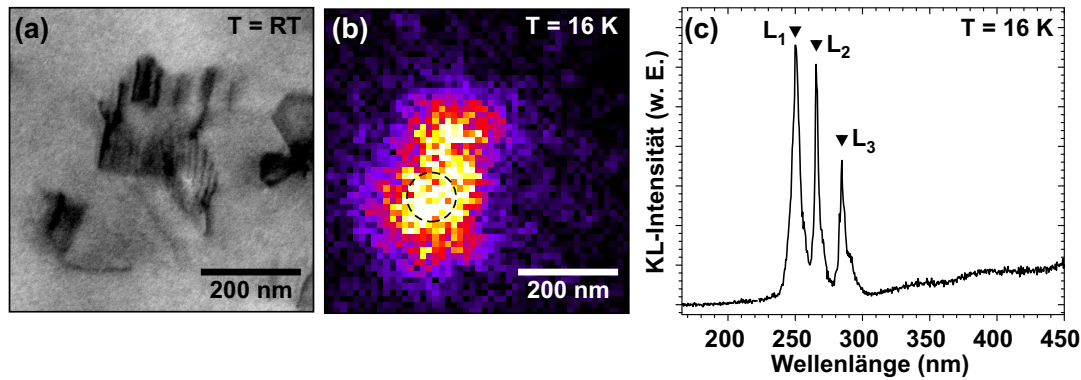


Abbildung 6.2: Plan-view STEM-Bild (leicht gekippt) einer Region mit hoher Versetzungsdichte (a). Panchromatisches KL-Intensitätsbild mit heller Emission in Nähe der Versetzungen (b). Lokal angeregte Bereiche (markiert in (b)) zeigen mehrere scharfe, quantenpunktartige Emissionspeaks im KL-Spektrum (c) [Sch16].

Der Einzelphotonen-Charakter der Emission aus den GaN-Inseln wurde durch Hanbury-Brown-Twiss-Experimente bestätigt. Hier weist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung einer einzelnen Emissionslinie einen experimentellen $g^2(\tau=0)$ -Wert von 0.42 auf. Die Simulation der Autokorrelationsfunktion unter Berücksichtigung der Exzitonenlebensdauer ($\tau_{LD} = 1$ ns) und Besetzungszahl ($\mu = 0.77$) ergibt sogar einen wesentlich kleineren $g^2(\tau=0)$ -Wert von 0.06. Damit liegt der g^2 -Wert deutlich unter 0.5, wodurch der nicht-klassische Emissionscharakter bestätigt wird.

Die Bildung der GaN-Inseln in Bereichen mit hoher Versetzungsdichte wird im leicht gekippten plan-view STEM-Bild in Abb. 6.2 weiter verdeutlicht. Die Versetzungen erscheinen dabei als dunkle Linien. Durch den geringen Massen-Dicken-Kontrast in dieser Konfiguration können Gebiete mit verschiedener GaN-Dicke nicht unterschieden werden. Dennoch zeigt die panchromatische KL-Intensität bei $T = 16$ K die intensivste Lumineszenz, welche von den GaN-Inseln stammt, in der Nähe der Versetzungen. Bei lokaler Anregung einer GaN-Insel zeigen sich drei scharfe Emissionslinien in einem Bereich von 250 nm bis 285 nm. Somit werden mehrere Rekombinationskanäle bei einer GaN-Insel beobachtet. Diese sind im vorliegenden Fall auf Dickenfluktuationen innerhalb einer Insel zurückzuführen [Sch16]. Auch wenn es sich bei den GaN-Inseln aus morphologischer Sicht nicht um gewöhnliche Quantenpunkte handelt, weist die Emission aus den Inseln wie gezeigt quantenpunktartigen Charakter auf, weshalb die Bezeichnung der GaN-Inseln als Quantenpunkte legitim ist.

6.2 AlN/AlGaN DBRs

Im nächsten Schritt wurde die Einbettung der Quantenpunkte in eine resonante Kavität mit einem AlN/AlGaN DBR angestrebt. Für Spiegel mit hoher Reflektivität und großer Stopbandbreite ist eine Maximierung des Brechungsindexkontrasts wichtig. Aus diesem

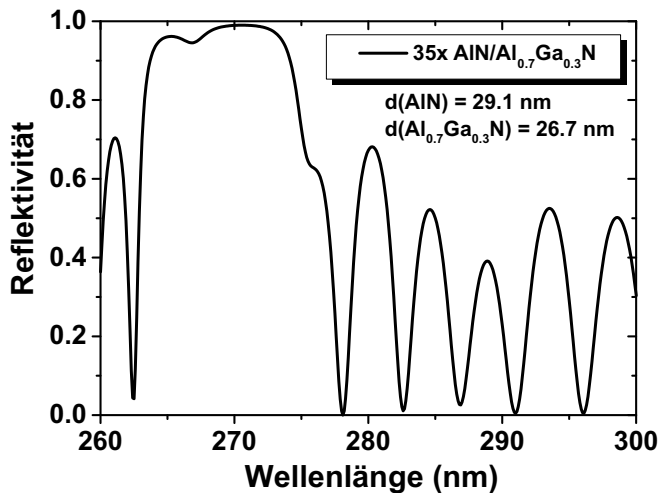


Abbildung 6.3: Transfer-Matrix-Simulation eines AlN/Al_{0.7}Ga_{0.3}N DBRs mit 35 Schichtpaaren.

Grund wird ein hoher Ga-Gehalt in den AlGa_{0.3}N-Schichten angestrebt, jedoch wird die obere Grenze des Ga-Gehalts durch Absorption begrenzt. Für eine Wellenlänge von 270 nm wurde eine maximale Ga-Konzentration von etwa 30 % als zulässig bestimmt [Bru97]. Abbildung 6.3 zeigt die Simulation eines AlN/Al_{0.7}Ga_{0.3}N DBRs unter Verwendung von Brechungsindizes aus [Bru97] und [Gol07]. Mit 35 Schichtpaaren kann eine maximale Reflektivität von 99 % und eine Stopbandbreite von 14 nm erreicht werden. Bei Verringerung des Ga-Gehalts der AlGa_{0.3}N-Schichten auf 20 % werden bereits 57 Perioden für die gleiche Reflektivität benötigt bei einer Stopbandbreite von nur 8.6 nm.

Abbildung 6.4 zeigt die in-situ Krümmungs- und Reflektivitätsmessungen bei 633 nm für das Wachstum eines DBRs mit 45 Perioden auf einem 900 nm dicken AlN-Puffer, bei dem die AlN-Schichten mit einem V/III-Verhältnis von 65 gewachsen wurden. In der Krümmungsmessung offenbart sich während des Wachstums des AlN-Puffers eine starke tensile Spannung. Diese wird durch die Koaleszenz der einzelnen AlN-Inseln und durch Annihilation von Versetzungen verursacht [Kro05, Ric16]. Nach dem Wachstum von etwa 28 Schichtpaaren (bei 3.6 Stunden des Wachstumsprozesses) fällt eine Änderung des Anstiegs in der Krümmung auf und nach 4.2 Stunden (ca. 36 DBR-Perioden) tritt ein plötzlicher Abfall des Krümmungssignals, gefolgt von zwei weiteren Sprüngen in der Krümmungsmessung, auf. Hier wird die Verspannungsenergie durch eine starke Rissbildung abgebaut, wie in Abb. 6.4(c) zu erkennen ist. Daher ist die Struktur nicht geeignet zur Herstellung hochreflektierender DBRs im fernen UV-Spektralbereich. Versuche die Qualität der Keimschicht durch Variation der Wachstumstemperatur zu optimieren, um damit größere AlN-Inseln bei der Bekeimung zu erzeugen und somit weniger tensile Spannung bei der Koaleszenz zu erzeugen, brachten nicht den gewünschten Erfolg.

Eine einfache Möglichkeit die Verspannungsenergie in der Struktur zu verringern, besteht in der Reduktion der AlN-Pufferdicke. Dabei sollte die Dicke jedoch ausreichend sein, um eine glatte und geschlossene AlN-Oberfläche zu erzeugen. Wie in Abb. 6.4(b) erkennbar, ist die Amplitude der FPOs bei der Probe mit 900 nm dickem AlN-Puffer schon ab der ersten Oszillation beim Wachstum des Puffers konstant. Damit ist die Pufferschicht schon bei geringen Dicken geschlossen. Die schnelle Koaleszenz der Schicht wird durch die Verwendung

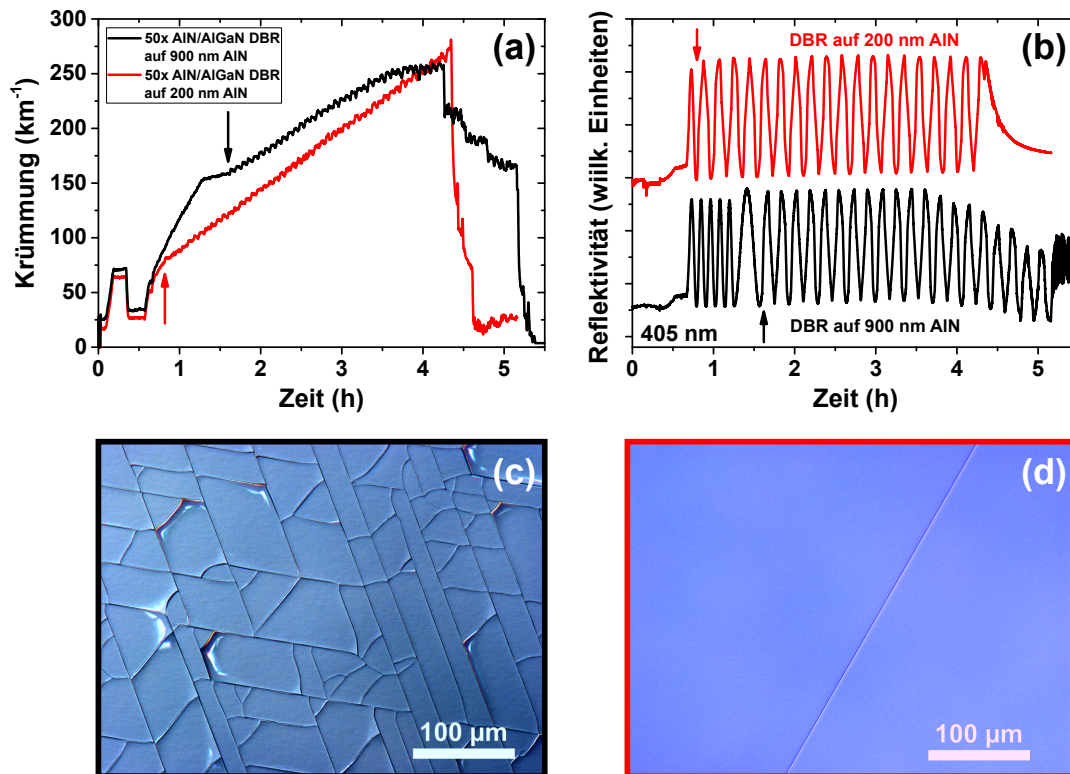


Abbildung 6.4: In-situ Krümmungsmessungen (a) und Reflexionstransienten bei einer Wellenlänge von 633 nm (b) zweier DBRs mit 50 Schichtpaaren, von denen einer auf einem 900 nm dicken AlN-Puffer und einer auf einem 200 nm dicken AlN-Puffer gewachsen wurde. Die Pfeile markieren den Beginn des DBR-Wachstums. Nomarski-Aufnahmen des DBRs auf dem 900 nm dicken AlN-Puffer (c) und 200 nm dicken AlN-Puffer (d).

eines sehr kleinen V/III-Verhältnisses ermöglicht. Die in-situ Messungen eines 50-fachen AlN/Al_{0.7}Ga_{0.3}N DBRs auf einem 200 nm dicken AlN-Puffer zeigen, dass der Anstieg im Krümmungssignal während des Wachstums des gesamten DBRs konstant ist und es daher zu keinem Abbau der Verspannungsenergie kommt. Dennoch treten vereinzelte Risse auf dem Wafer auf, wie die Nomarski-Aufnahme zeigt (Abb. 6.4(d)). Diese verlaufen typischerweise geradlinig über den gesamten Wafer und haben einen Abstand im Bereich von 1-2 mm.

Die ex-situ Reflexionsmessung dieses DBRs (Abb. 6.5) zeigt ein sehr ausgeprägtes Stopband bei einer Wellenlänge von 273 nm mit einer maximalen Reflektivität von mehr als 98 %. Die Stopbandwellenlänge entspricht somit dem spektralen Bereich, in dem die schmalsten QD-Emissionslinien beobachtet wurden. Die Halbwertsbreite des Stopbands ist kleiner als theoretisch vorhergesagt und beträgt 8.4 nm, was dem simulierten Wert für einen AlN/Al_{0.8}Ga_{0.2}N DBR entspricht. Die reduzierte Stopbandbreite kann durch mehrere Faktoren bedingt sein. Zum einen kann bei der Struktur der tatsächliche Aluminium-Gehalt in den AlGa_N-Schichten höher als die nominell angestrebten 70 % sein, sodass der Brechungsindexkontrast geringer ausfällt. Außerdem können die angenommenen Brechungsindizes von

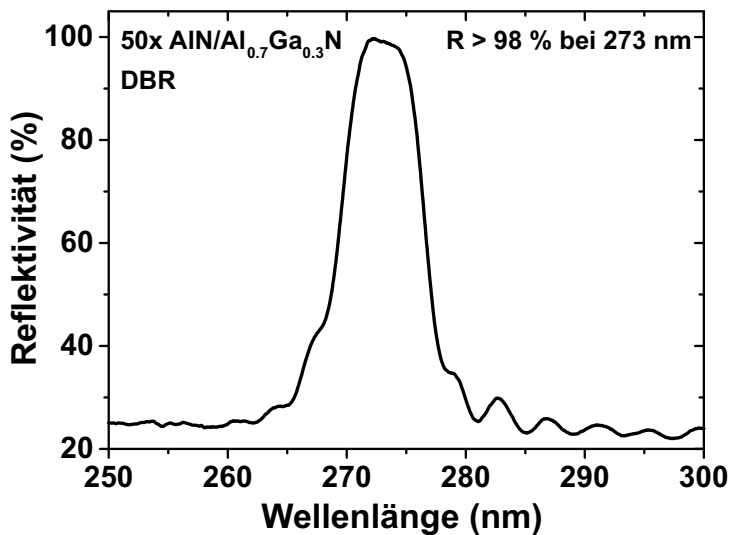


Abbildung 6.5: Ex-situ Reflexionsspektrum eines AlN/Al_{0.7}Ga_{0.3}N DBRs mit 50 Perioden.

den tatsächlichen Werten für die verwendeten Materialien abweichen. Die AFM-Aufnahmen in Abb. 6.6 zeigen, dass die Probenoberfläche sehr glatt ist. Im $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ -Scan zeigt sich weiterhin ein reguläres Stufenflusswachstum und eine vergleichbare Morphologie zum reinen AlN-Puffer. Die rms-Rauigkeit auf dieser Fläche beträgt nur 0.23 nm. Bei AFM-Messungen auf größeren Bereichen sind jedoch vereinzelt größere Löcher mit länglicher Ausdehnung und kleinere punktförmige Löcher zu erkennen. Außerdem treten einzelne hexagonale Strukturen mit einer lateralen Ausdehnung von bis zu 500 nm und einer Höhe von 3 nm auf. Diese werden im $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ -Scan als helle Punkte deutlich. Dennoch ist die rms-Rauigkeit mit 0.56 nm auf einer $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Fläche und 0.9 nm auf einer $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ -Fläche sehr gering. Die hexagonalen Strukturen wurden ebenfalls bei AlN-Pufferschichten beobachtet und weisen womöglich auf Inversionsdomänen hin [Jas03]. Für das Wachstum der AlN $\lambda/4$ -Schichten muss somit ein Kompromiss zwischen der lateralen Wachstumsrate für eine geschlossene Oberfläche und der Oberflächenmorphologie gemacht werden.

Abbildung 6.7(a) zeigt eine TEM-Übersichtsaufnahme eines 50-paarigen AlN/AlGaN DBRs, auf den eine AlGaN λ -Kavität mit Quantenpunkten gewachsen wurde. Die Anzahl der

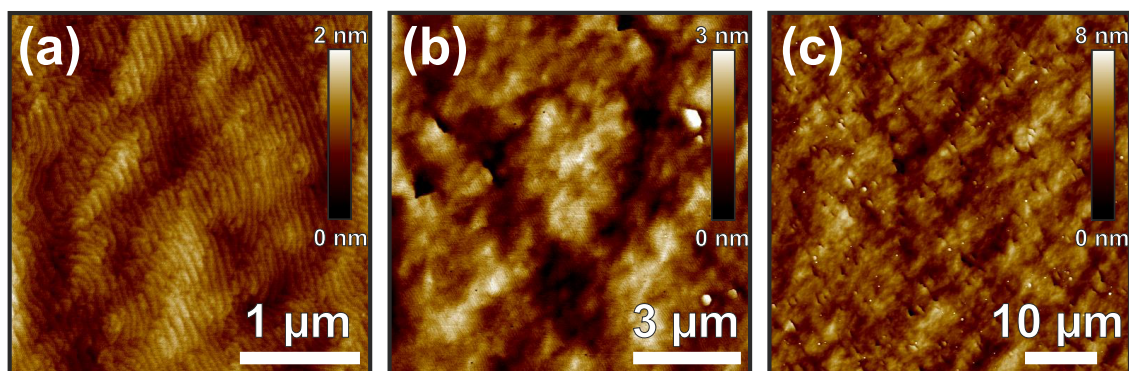


Abbildung 6.6: AFM-Aufnahmen der Oberflächenmorphologie des 50-fachen AlN/Al_{0.7}Ga_{0.3}N DBRs. $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ (a), $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (b), $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ (c).

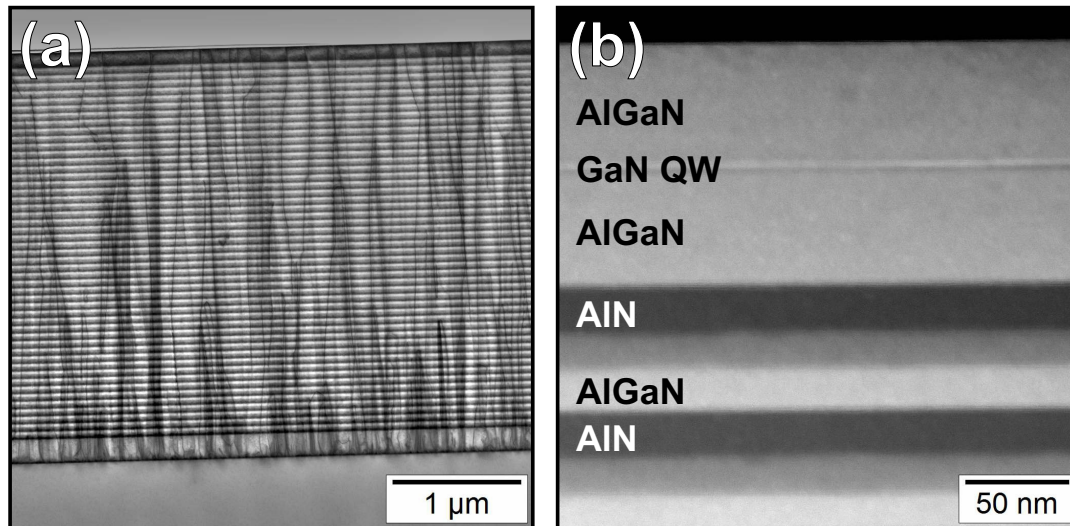


Abbildung 6.7: TEM-Übersichtsaufnahme eines 50-paarigen AlN/AlGaN DBRs mit einer λ -AlGaN-Kavität mit GaN QW und GaN Inseln (a). STEM-Bild der obersten DBR-Schichten und der AlGaN-Kavität (b).

Versetzungslinien nimmt mit zunehmender Dicke der Struktur deutlich ab und durch das DBR-Wachstum werden keine neuen Versetzungen generiert. Die beobachtete Entwicklung einer tensilen Verspannung in der Krümmungsmessung kann mit Hilfe der TEM-Aufnahme auf die Reduktion der Versetzungsdichte durch Versetzungswandern und Annihilation von Versetzungen zurückgeführt werden. Die Versetzungsdichte nimmt von etwa $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ in den ersten DBR-Schichten auf $6 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ in der Kavität ab. Bei höherer Vergrößerung der einzelnen DBR-Schichten (Abb. 6.7(b)) wird die Ausbildung einer Zwischenschicht an der AlGaN/AlN-Grenzfläche sichtbar. Die Analyse des Z-Kontrastes ergibt, dass es sich bei dieser Schicht um eine AlGaN-Schicht mit geringerem Ga-Gehalt handelt. Der Ga-Gehalt der AlGaN-Zwischenschicht beträgt im Mittel etwa 10 %, wobei ein ausgeprägter Kompositionsgradient innerhalb der Schicht auftritt. Die Ursache für die Bildung dieser AlGaN-Zwischenschichten könnte eine Verschleppung von Ga im Reaktor sein. Gegen diese Vermutung sprechen jedoch die Schichtdicken der drei Schichten. Bei einer Ga-Verschleppung würde die ursprüngliche AlGaN-Schicht die nominelle $\lambda/4$ -Dicke aufweisen und die Dicke der reinen AlN-Schicht wäre geringer als die $\lambda/4$ -Dicke, da ein Teil der Wachstumszeit der AlN-Schichten für das Wachstum der AlGaN-Übergangsschicht verloren gehen würde. Bei der Auswertung der Schichtdicken der drei Schichten ergibt sich für das AlN eine Dicke von 22 nm, für das AlGaN eine Dicke von 20 nm und für die AlGaN-Übergangsschicht eine Dicke von 16.5 nm. Nominell sollten die AlN- und AlGaN-Schichten eine Dicke von etwa 29 nm bzw. 27 nm aufweisen. Es tragen somit beide Schichten mit einem Teil ihrer Dicke zu der Übergangsschicht bei. Die Bildung einer ähnlichen Schicht wurde auch von anderen Autoren beim MOVPE-Wachstum von AlGaN/AlN DBRs beobachtet [Liu11, Ji08]. Dort wird die Bildung einer gradierten AlGaN-Schicht, welche eine Al-Konzentration zwischen

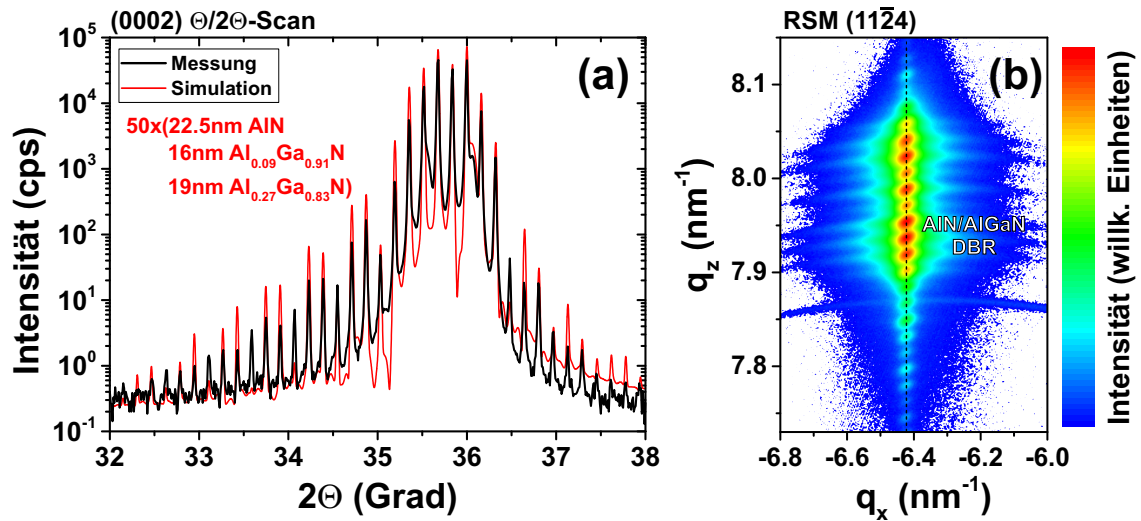


Abbildung 6.8: Symmetrischer $\theta/2\theta$ -Scan des 50-paarigen AlN/AlGaN DBRs mit Simulationen unter Annahme zweier bzw. dreier Schichten im DBR (a) und asymmetrisches RSM am $(11\bar{2}4)$ -Reflex des DBRs (b).

den AlN- und AlGaN-Schichten aufweist, auf eine spannungsinduzierte Kompositionsänderung zum Spannungsabbau (engl.: composition pulling effect) zurückgeführt. Es ist für die Schichten energetisch vorteilhaft, statt einer abrupten Grenzfläche einen Gradienten der Komposition auszubilden. Somit segregieren Ga-Atome aus der AlGaN-Schicht spannungsgetrieben in die obere Schicht. Mit Hilfe reziproker Gitterkarten stellen Liu et al. [Liu11] ein kohärentes DBR-Wachstum fest und schätzen eine Reduktion der Verspannungsenergie durch die Bildung einer Drei-Schicht-Struktur um eine Größenordnung im Vergleich zur beabsichtigten Zwei-Schicht-Struktur ab.

Der symmetrische $\theta/2\theta$ -Scan am (0002) -Reflex des DBRs in Abb. 6.8(a) zeigt in einem weiten 2θ -Winkelbereich von 32° bis 38° Übergitterreflexe, die auf eine konstante Periodizität und Homogenität des DBRs schließen lassen. Eine gute Anpassung der Messkurve ergibt sich mit einer AlN-Dicke von 22.5 nm und einer $\text{Al}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{N}$ -Dicke von 19 nm. Auf diesen AlGaN-Schichten wurde jeweils eine 16 nm dicke $\text{Al}_{0.91}\text{Ga}_{0.09}\text{N}$ -Schicht angenommen. Diese strukturellen Eigenschaften sind in guter Übereinstimmung zu den Beobachtungen aus den TEM-Untersuchungen. Der Al-Gehalt der beabsichtigten AlGaN-Schichten liegt in der Drei-Schicht-Simulation mit 73 % nahe an der nominell angestrebten Konzentration von 70 %. Die abweichende Periodendicke im DBR im Vergleich zu den TEM-Ergebnissen kann durch einen lateralen Dickengradienten auf dem Wafer und eine unterschiedliche Position von TEM-Präparat und XRD-Messung erklärt werden. Das asymmetrische RSM am $(11\bar{2}4)$ -Reflex in Abb. 6.8(b) bestätigt das kohärente Wachstum des Spiegels.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nicht untersucht, inwiefern sich die Bildung der ungewollten AlGaN-Übergangsschicht verhindern lässt. Der Einfluss dieser Schichten auf die optischen Eigenschaften der Reflektoren lässt sich aber simulieren. Dazu wurde eine Transfer-Matrix Simulation von einem AlN/ $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ DBR durchgeführt, der eine Reflexion von 99 %

aufweist. Anschließend wurde zwischen die beiden Schichten jeweils eine 16 nm dicke AlGaN-Schicht mit 90 % Al-Gehalt gesetzt. Die Dicken der anderen beiden Schichten wurden entsprechend den TEM- und XRD-Ergebnissen reduziert. Das Einfügen der dritten Schicht im DBR führt zu einer Reduktion der maximalen Reflektivität von 99 % auf etwa 98 % und zu einer Abnahme der Stopppandbreite um 1 nm. Die Bildung der AlGaN-Übergangsschichten hat also einen Einfluss auf die optischen Charakteristika des DBRs. Um trotz solcher oder anderer struktureller Störungen eine sehr hohe Reflektivität zu erzielen, wurde die Anzahl der gewachsenen DBR Perioden auf 50 festgelegt, ein höherer Wert als theoretisch für Reflektivitäten von 99 % nötig wäre.

Die demonstrierten maximalen Reflektivitäten oberhalb von 98 % gehören dabei zu den besten publizierten Werten für Bragg-Reflektoren im fernen UV-Bereich. Vergleichbar hohe Werte wurden nur von Franke et al. [Fra16] und Detchprohm et al. [Det17] demonstriert. In [Fra16] wurden (ähnlich zu den DBRs in dieser Arbeit) AlN/Al_{0.65}Ga_{0.35}N DBRs gewachsen, mit denen eine Reflektivität von über 97 % bei einer Wellenlänge von 270 nm erzielt wurde. In [Det17] wurden AlN/AlGaN-DBRs für noch kürzere Wellenlängen im Bereich von 220-250 nm entworfen. Dafür wurde die Komposition des AlGaNs so gewählt, dass dessen Absorptionskante nahe an der Stopppandwellenlänge liegt. Die Motivation dahinter ist die deutliche Zunahme des Brechungsindex von AlGaN durch die exzitonische Resonanz in der Nähe der Bandkante, bevor bei höheren Energien die Absorption dominant wird. Somit resultiert ein erhöhter Brechungsindexkontrast, wodurch weniger Schichtpaare für hohe Reflektivitäten benötigt werden. Dabei wird jedoch die maximal erreichbare Reflektivität durch die bereits vorhandene Absorption in den AlGaN-Schichten limitiert. Mit diesem Ansatz konnten die Autoren einen Al_{0.865}Ga_{0.135}N/AlN-DBR bei $\lambda = 226$ nm mit einer Reflektivität von 96.9 % und einen Al_{0.725}Ga_{0.275}N-DBR mit einer Reflektivität von 96 % bei $\lambda = 247$ nm realisieren. Dabei wurden die AlGaN-Schichten als Übergitter mit kurzer Periode (short period superlattice) gewachsen, indem der TMGa-Fluss während des Wachstums moduliert wurde. Dies führte zu höheren Reflektivitäten im Vergleich zu DBRs mit homogen gewachsenen AlGaN-Schichten, weswegen dieser Ansatz bei zukünftigen Experimenten näher untersucht werden sollte. Allerdings beobachten Detchprohm et al. (ähnlich zu Abb. 6.7) auch beim Wachstum mit Flussraten-Modulation die Bildung einer AlGaN-Übergangsschicht zwischen AlN und dem nominell gewachsenen AlGaN, was die Autoren ebenfalls auf einen „composition pulling effect“ zurückführen.

6.3 GaN-Quantenpunkte auf AlN/AlGaN DBRs

Aufgrund der Ergebnisse für das Wachstum der DBRs im fernen UV-Bereich, wurde im nächsten Schritt eine Kavität mit GaN-Einzelphotonenemittern auf einem AlN/AlGaN DBR gewachsen. Wie bei den AlInN-basierten Kavitäten wurde die Kavität aus der hochbrechenden Materialkomponente des DBRs hergestellt. Somit wurden die GaN-Inseln in eine AlGaN λ -Kavität eingebettet. Die Quantenpunkte wurden dabei nach den gleichen Parametern, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, gewachsen. Im STEM-Bild aus Abb. 6.7(b)

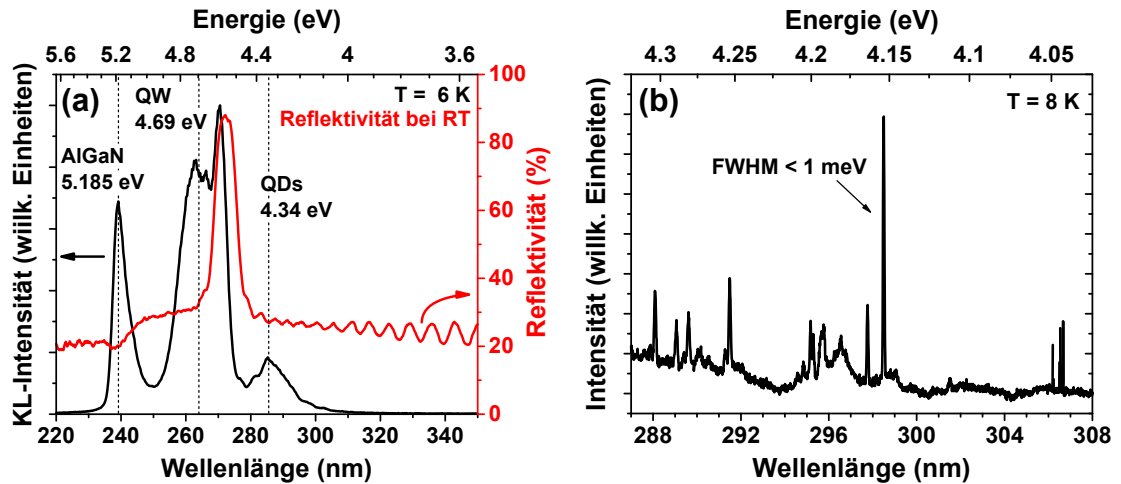


Abbildung 6.9: Lokales Kathodolumineszenzspektrum ($T = 6\text{ K}$) und Reflexionsspektrum (RT) einer Probe mit GaN-Inseln in AlGaN-Kavität auf einem 50-paarigen AlGaN/AlN DBR (a) und μ -Photolumineszenzspektrum im Spektralbereich der Quantenpunkt-Emission (b).

ist die AlGaN λ -Kavität mit der eingebetteten, aktiven GaN-Schicht zu erkennen. Anhand des Z-Kontrastes wird deutlich, dass die Kavität den gleichen Al-Gehalt von etwa 73 % besitzt wie die AlGaN-Schichten mit höherer Al-Konzentration. Die Dicke der Kavität beträgt an dieser Position 112 nm und entspricht damit nahezu dem angestrebten Wert von 108 nm. Bei der aktiven GaN-Schicht wird im STEM-Bild neben dem hellen Kontrast des GaNs ein zusätzlicher dunkler Z-Kontrast direkt unter der GaN-Schicht deutlich. Dies deutet auf das Vorhandensein eines Materials mit einer geringeren Atommasse hin. Eventuell desorbiert während des Umschaltens auf GaN-Abscheidebedingungen Ga von der AlGaN-Oberfläche.

Im Gegensatz zur Probe, bei der die QDs auf einem AlN-Puffer gewachsen wurden, wurde das GaN hier in eine AlGaN λ -Kavität eingebettet. Durch das vorherige DBR-Wachstum ist zu erwarten, dass Unterschiede im Verspannungszustand zu QD-Proben ohne DBR resultieren. Mit Hilfe von Röntgenuntersuchungen unter streifendem Einfall wurden die a -Gitterkonstanten von QD-Proben mit und ohne DBR bestimmt, um daraus die Gitterfehl-anpassung beim Wachstum der GaN-Schicht abzuleiten. Während die Gitterfehl-anpassung zu GaN bei der Probe mit den QDs auf einem AlN-Puffer 2.36 % beträgt, ist diese bei der Probe mit DBR leicht reduziert und beträgt nur noch 2.13 %. Die verringerte Gitterfehl-anpassung könnte so zu einem anderen Desorptionsverhalten von GaN während der Wachstumsunterbrechung führen.

Abb. 6.9(a) zeigt ein lokales Tieftemperatur-KL-Spektrum der QDs auf dem DBR. Gleichzeitig ist in der Abbildung das Reflexionsspektrum der Probe bei Raumtemperatur dargestellt. Vier verschiedene Lumineszenzanteile sind im KL-Spektrum sichtbar. Die Emission bei einer Energie von 5.185 eV kann dem $\text{Al}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{N}$ zugeordnet werden. Das Signal bei 4.69 eV stammt von der Emission aus dem GaN-QW. Die höchste Intensität im Spektrum wird von

dem Anteil bei einer Energie von 4.58 eV verursacht. Dies stimmt mit der energetischen Position des Stoppbands überein. Die leichte Rotverschiebung des Stoppbands in Bezug auf diesen Emissionsanteil ergibt sich aus dem Temperaturunterschied zwischen der KL- und der Reflexionsmessung. Bei tiefen Temperaturen würde das Stoppband genau mit der spektralen Position der hellsten Emission übereinstimmen. Mit Hilfe von weiteren KL-Untersuchungen, die auch an der Bruchkante der Probe durchgeführt wurden, konnte der Lumineszenzanteil bei 4.58 eV auch der breiten Emission des GaN-QWs zugeordnet werden. Durch den Einfluss des DBRs wird an dieser spektralen Position die Intensität erhöht, sodass hier die maximale Intensität erreicht wird. Dementsprechend ist in KL-Untersuchungen an der Bruchkante dieser Lumineszenzanteil nicht zu beobachten, da der DBR in dieser Emissionsrichtung keine Intensitätsverstärkung zur Folge hat. Zusätzlich tritt in den Spektren noch eine breite Lumineszenz bei einer Energie von etwa 4.34 eV auf. Dabei handelt es sich um die Emission aus dem QD-Ensemble. In Abb. 6.9(b) ist eine μ -Photolumineszenz-Messung im Spektralbereich von 4.32 eV bis 4.025 eV dargestellt. Während bei der Kathodolumineszenz

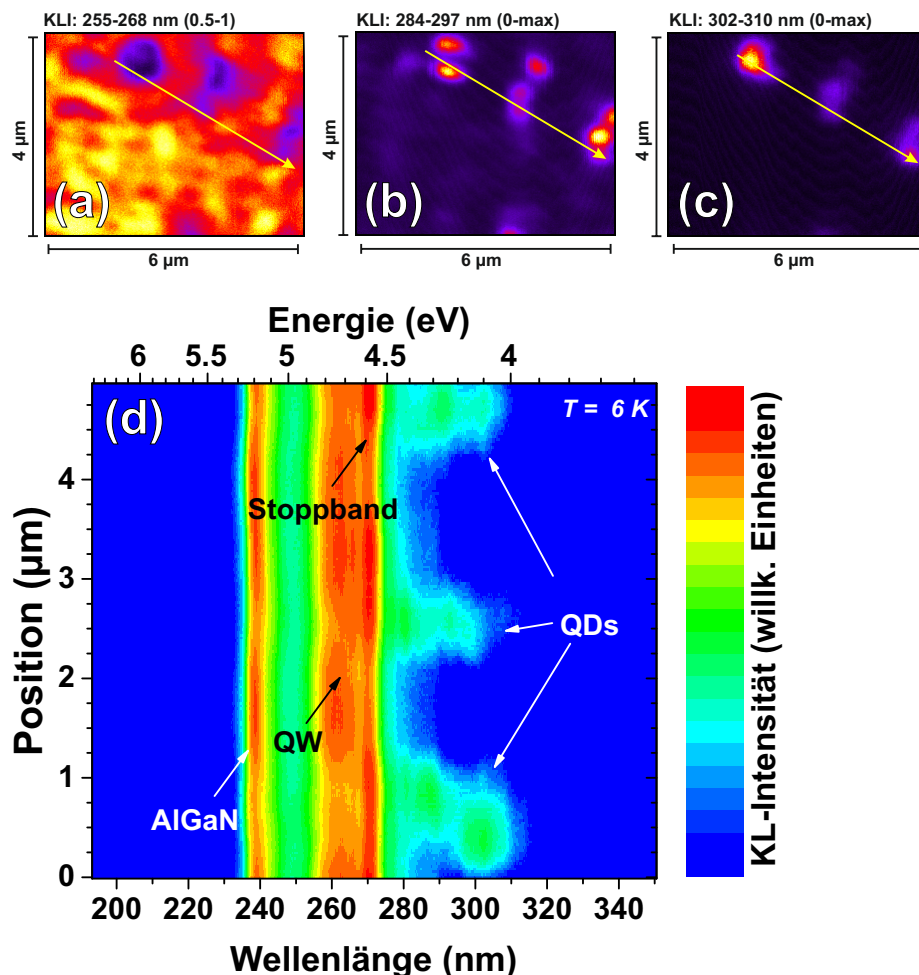


Abbildung 6.10: Kathodolumineszenz-Intensitätsbilder für verschiedene Wellenlängenbereiche (a)-(c) und Konturdarstellung eines Linienscans entlang des gelben Pfeils in den Intensitätsbildern (d).

ein größeres Volumen angeregt wird und man in diesem Bereich nur die breite Ensemblelumineszenz beobachtet, offenbaren sich bei der μ -PL Messung viele scharfe Emissionslinien, die auf Quantenpunktemission schließen lassen. Obwohl in der STEM-Aufnahme nur ein durchgängiger GaN-QW beobachtet wurde (vergleiche Abb. 6.7), scheinen auch hier minimale Dickenfluktuationen der GaN-Schicht zur Lokalisierung der Ladungsträger zu führen. Die Halbwertsbreite einzelner Emissionslinien beträgt dabei weniger als 1 meV. Im Bereich des Stoppbands des DBRs bei 4.58 eV treten jedoch keine einzelnen scharfen Emissionslinien auf. Somit ist die Wellenlänge der Quantenpunktemission hier nicht in Übereinstimmung mit der Stoppbandposition.

In Abb. 6.10 sind KL-Intensitätsbilder für verschiedene Wellenlängenbereiche und ein Linienscan dargestellt. Im Wellenlängenbereich von 255-266 nm, in dem der GaN-QW emittiert, zeigt sich eine homogene Lumineszenzverteilung. An den Stellen, die eine verminderte Intensität aufweisen, tritt Licht im Wellenlängenbereich von 284-310 nm aus, welches der QD-Lumineszenz zugeordnet werden kann. Die integrale QD-Lumineszenz zerfällt in lokale Ensemblespektren mit reduzierter spektraler Bandbreite. Wie die STEM-KL-Aufnahmen an den QD-Strukturen ohne DBR gezeigt haben, bilden sich QD-Cluster im Bereich von Versetzungen aus, die räumlich und spektral in der TEM-KL schwer separierbar sind [Sch16]. Abbildung 6.11 zeigt solche STEM-Bilder bei verschiedenen Kippwinkeln für eine QD-Struktur ohne DBR. Bei Verkippung der Probe zum Elektronenstrahl zeigen sich innerhalb der GaN-Insel Bereiche mit unterschiedlichem Massendickekontrast, was auf lokale Änderungen der GaN-Dicke schließen lässt. In der Konturdarstellung des KL-Linienscans an der QD-Struktur auf dem AlN/AlGaN DBR (Abb. 6.10(d)) lässt sich erkennen, dass im Bereich der GaN-Quantenpunkte nicht nur die Intensität des GaN-QWs reduziert ist, sondern auch die Emission aus der AlGaN-Kavität. Dies entspricht einem Transfer von Ladungsträgern in die Quantenpunkte.

Der Konturplot verdeutlicht die fehlende Übereinstimmung zwischen der Emission der

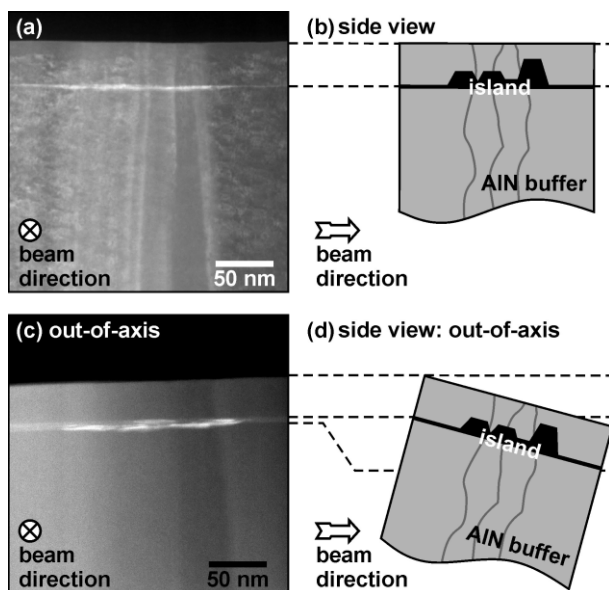


Abbildung 6.11: STEM-Bilder einer GaN-Insel bei verschiedenen Kippwinkeln. Primärelektronenstrahl parallel zur GaN-Schicht (a) und leicht gekippt zum Elektronenstrahl (c). Schematische Darstellung der Verkippung und Dickenfluktuationen in der GaN-Insel (b),(d) [Sch16].

QDs und der Stoppbandposition. Insbesondere ist die Lumineszenz aus den GaN-Inseln im Gegensatz zur QD-Probe ohne unterliegenden Bragg-Reflektor rotverschoben. Höchstwahrscheinlich wird dies durch eine erhöhte Dicke der GaN-Inseln bei der Probe mit unterliegendem DBR verursacht, die eine geringere Quantisierungsenergie des exzitonschen Übergangs zur Folge hat. Eine größere Dicke der GaN-Inseln kann mit der größeren a -Gitterkonstante bei der Probe mit DBR zusammenhängen. Dadurch ist der Unterschied zur relaxierten Gitterkonstante von GaN kleiner, woraus eine stärkere Bindung des GaNs zum umliegenden Material resultiert. Dies verringert die spannungsgetriebene Desorption von GaN während der Wachstumsunterbrechung und führt damit zu größeren Inseln.

Ausblick

In zukünftigen Untersuchungen sollten Resonanzbedingungen zwischen den Emittlern und DBRs hergestellt werden, um eine Emissionssteigerung der QD-Emission zu erzielen. Anschließend kann durch Aufbringen eines oberen dielektrischen Spiegels die Emissionsrate durch Ausnutzung des Purcell-Effekts weiter gesteigert werden. Eine weitere Methode zur signifikanten Verbesserung der Photonenauskopplung ist die Integration von Quantenpunkten in sogenannte Mikrolinsen, wie im GaAs-Materialsystem bereits gezeigt wurde [Gsc15]. Weiterhin ist die gezielte Positionierung von Quantenpunkten für eine spätere Bauteilprozessierung wünschenswert. Im Falle von InGaAs-Quantenpunkten wurde eine Positionierung der QDs mit Hilfe einer vergrabenen, verspannungsinduzierenden Schicht demonstriert [Str12]. Durch die partielle Oxidation und die damit verbundene Volumenänderung dieser Schicht wird ein Verspannungsfeld innerhalb der Mesa erzeugt. Dabei ist die kritische Verspannungsenergie zur Bildung von Stranski-Krastanov-QDs nur im Zentrum der Mesa ausreichend, sodass hier die Bildung eines vereinzelt QDs realisiert werden kann. Bei GaN-basierten QDs lässt sich die Verspannungsenergie innerhalb einer Mesa wahrscheinlich durch die selektive Oxidation einer unterliegenden AlInN-Schicht manipulieren. Eventuell wird dadurch die Bildung von GaN-QDs über Stranski-Krastanov-Wachstum gegenüber der GaN-Anlagerung in der Nähe von Versetzungen favorisiert. Zudem ist eine interessante Fragestellung, wie die Bildung von GaN-basierten Einzelphotonenemittern bei der Abwesenheit von Versetzungen abläuft, wenn die Strukturen auf AlN-Homosubstraten gewachsen werden. Durch die wesentlich geringere Versetzungsdichte könnte beispielsweise ein anderer Mechanismus bei der QD-Bildung dominieren. Gleichzeitig würde daraus ein besseres Verspannungsverhalten beim Wachstum von AlN/AlGaN DBRs resultieren.

7 Modulationsdotierte GaN/GaN:Ge DBRs

In diesem Kapitel wird die Realisierung von Bragg-Reflektoren über einen alternativen Ansatz beschrieben. Bei diesem Ansatz wird der Brechungsindex nicht durch die Kombination von zwei verschiedenen Materialien moduliert. Stattdessen wird der Brechungsindexkontrast durch eine periodische Modulation der Dotierung von GaN erzielt.

7.1 Änderung des Brechungsindex durch Ge-Dotierung

Die Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Dotierung wird durch den Burstein-Moss-Shift beschrieben [Bur54, Mos54]. Dieser Effekt beschreibt die Verschiebung der Interband-Absorption zu höheren Energien mit zunehmenden Ladungsträgerkonzentrationen. Diese Verschiebung ist über die Kramers-Kronig-Relation mit einer Änderung des Brechungsindex verknüpft. Von Feneberg et al. [Fen14] wurden Si- und Ge-dotierte GaN-Schichten mittels spektroskopischer Ellipsometrie untersucht. Die Ladungsträgerkonzentrationen der Schichten variierten dabei von 10^{17} bis 10^{20} cm^{-3} . Dabei zeigte sich, dass bei Elektronkonzentrationen bis 9×10^{18} cm^{-3} die Bandkantenrenormierung der dominante Effekt ist, der zu einer Rotverschiebung der Absorptionskante führt. Bei höheren Ladungsträgerkonzentrationen dominiert jedoch der Burstein-Moss-Effekt und führt zu einer Verschiebung der Absorptionskante zu höheren Energien.

Durch vorhergehende Experimente wurde festgestellt, dass sich mit Silizium als n-Dotand mit der metallorganischen Gasphasenepitaxie nur maximale Ladungsträgerkonzentrationen im unteren 10^{19} cm^{-3} Bereich erzielen lassen. Höhere Dotierungen führen hier immer zu einer starken Aufrauung der Schichten, was eine Verwendung für Bauelemente ausschließt. Eigene Versuche zeigten, dass sich mit dem alternativen n-Dotanden Germanium glatte Schichten mit Ladungsträgerkonzentrationen von über 10^{20} cm^{-3} realisieren lassen [Dad11, Fri12a]. In Veröffentlichungen anderer Forscher wurden keine Vorteile der Ge-Dotierung gegenüber der Si-Dotierung festgestellt [Nak92, Xie11a]. Als Ursache für die abweichenden Ergebnisse sind andere Wachstumsbedingungen anzunehmen. So konnte beobachtet werden, dass sich glatte GaN:Ge Schichten mit sehr hohen Ladungsträgerdichten nur bei hohen Wachstumstemperaturen realisieren lassen. Der Großteil der GaN:Ge Proben in dieser Arbeit bei einer Prozesstemperatur von 1165 °C gewachsen (20 K höher als beim standardmäßigen undotiertem GaN). Außerdem wurde bei den Proben immer Wasserstoff als Trägergas verwendet.

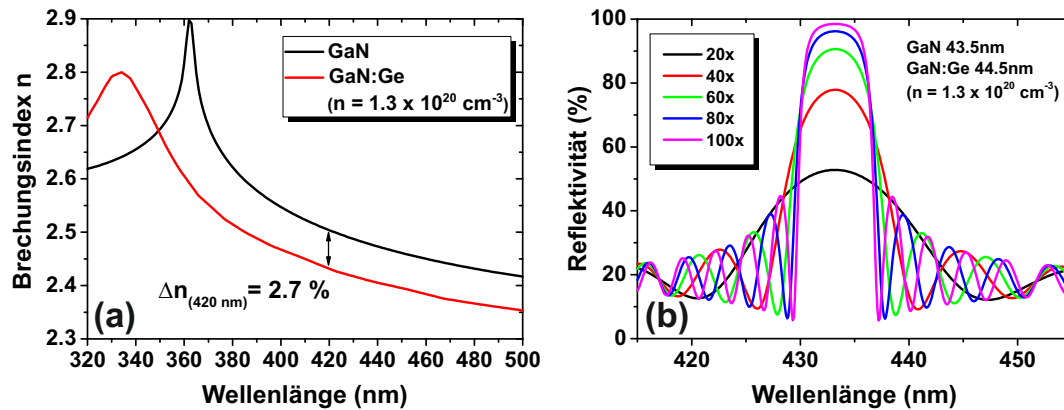


Abbildung 7.1: Brechungsindizes von undotiertem GaN und GaN:Ge mit einer Ladungsträgerkonzentration von $1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (a) und Reflexionssimulationen für einen GaN/GaN:Ge DBR mit unterschiedlicher Anzahl von Schichtpaaren (b).

Bei einer hohen Dotierung von GaN mit Silizium entsteht eine raue Oberfläche infolge einer SiN-Bildung an der Wachstumsfront. Bei hoher Dotierung mit Ge tritt dieser Mechanismus nicht auf, da Ge_3N_4 bei Temperaturen von über 900°C instabil ist. Im Hinblick auf Bragg-Reflektoren ist die Kombination GaN/GaN:Ge interessant, da sie keine Gitterfehlanpassung erwarten lässt, die Wachstumsbedingungen untereinander kompatibel sind und sie prinzipiell auch eine gute vertikale Stromleitfähigkeit ermöglicht. Diesen Vorteilen steht ein geringer Brechungsindexkontrast gegenüber. Abbildung 7.1(a) zeigt den Brechungsindex von undotiertem GaN und GaN:Ge mit einer freien Elektronenkonzentration von $1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer Wellenlänge von 420 nm ergibt sich ein Brechungsindexkontrast von 2.7% zwischen undotiertem GaN und GaN:Ge. Die Brechungsindizes wurden aus den dielektrischen Funktionen der Materialien bestimmt [Fen14, Ost12]. Transfer-Matrix-Simulationen zeigen (siehe Abb. 7.1(b)), dass sich trotz des geringen Brechungsindexkontrasts hohe Reflektivitäten realisieren lassen. Für einen Spiegel mit 60 bzw. 100 Schichtpaaren GaN/GaN:Ge lassen sich im blauen Spektralbereich theoretisch maximale Reflektivitäten von 90% bzw. 98% erzielen. Bedingt durch den geringen Brechungsindexkontrast ist das Stopband dabei sehr schmal und hat eine Halbwertsbreite von nur 6 nm. In Kombination mit einem dielektrischen Spiegel lassen sich damit vertikale Resonatoren für LEDs oder sogar VCSEL verwirklichen.

Als Ge-Dotierquelle wurde GeH_4 mit einer Konzentration von 10% in Wasserstoff verwendet. Nach dem Wachstum der üblichen GaN-Pufferstruktur mit SiN-Maske auf einem Saphirsubstrat wurde der GaN:Ge/GaN DBR bei einer konstanten Prozesstemperatur von 1165°C gewachsen. Die $\lambda/4$ -Schichten wurden mit einer nominellen Wachstumsrate von 0.75 nm/s bei einem Druck von 200 mbar gezüchtet. Die Flussrate von GeH_4 betrug $36 \mu\text{mol/min}$ und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die TMGa-Flussrate von $96 \mu\text{mol/min}$.

7.2 GaN:Ge Einzelschichten

Um vor dem Wachstum der modulationsdotierten DBRs die Dotierhöhe zu kalibrieren und um Erkenntnisse über die optischen und strukturellen Eigenschaften von Ge-dotiertem GaN zu gewinnen, wurden zunächst einzelne GaN:Ge Schichten auf einem GaN-Puffer gewachsen. Abb. 7.2 zeigt die in-situ Reflexionstransienten bei $\lambda = 405$ nm von 4 Einzelschichten mit einer Dicke von je 250 nm, bei denen die Dotierung variiert wurde. Hall-Effekt Messungen ergaben dabei Ladungsträgerkonzentrationen von $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $2.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Da Licht einer Wellenlänge von $\lambda = 405$ nm bei Wachstumstemperatur bereits vollständig im GaN-Puffer absorbiert wird, sind beim Puffer-Wachstum keine Fabry-Pérot-Oszillationen zu beobachten. Durch die Änderung des Brechungsindex an der Grenzfläche setzt mit Beginn der Dotierung eine gedämpfte FPO ein. Während bei einer Dotierung von $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ fast kein Einfluss auf die Transiente zu erkennen ist, nimmt die Amplitude bei höherer Dotierung zu. Bei der am höchsten dotierten Probe mit $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Ladungsträgern liegt die anfängliche Amplitude der Oszillation bei über 2%. In Kombination mit den ex-situ Hall-Effekt Messungen ergibt sich somit die Möglichkeit, die Dotierhöhe bereits aus der Amplitude der FPO abzuschätzen. Hierfür ist eine Voraussetzung, dass die Dotierung einen abrupten Anstieg und Abfall mit dem Precursor-Fluss aufweist, sodass die Amplitude der ersten Oszillation auch verlässlich mit der freien Elektronenkonzentration verknüpft werden kann.

Abbildung 7.3 zeigt drei in-situ Reflexionstransienten der GaN:Ge Probe mit einer Ladungsträgerkonzentration von $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Dotierung hat auch einen Einfluss auf die Transienten bei größeren Wellenlängen. Der kleinere Brechungsindex des dotierten Materials führt hier dazu, dass die mittlere Reflektivität leicht abnimmt. Mit Hilfe der LayTec AnalysR Software konnten die verschiedenen Transienten simuliert werden. Aus diesen Simulationen lassen sich der Brechungsindex n und der Extinktionskoeffizient k der dotierten Schicht bei Wachstumstemperatur sowie die Wachstumsrate r bestimmen. Die optischen Konstanten von undotiertem GaN bei Wachstumstemperatur wurden aus der Datenbank der LayTec Software entnommen. Tabelle 7.1 zeigt die erhaltenen Ergebnisse.

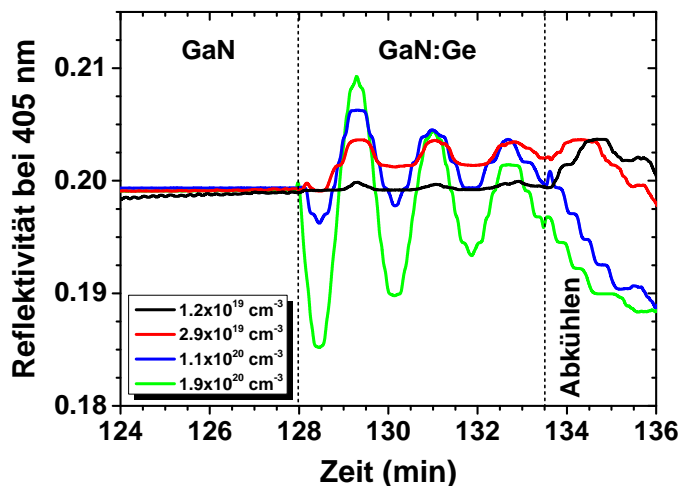


Abbildung 7.2: In-situ Reflexionstransienten bei $\lambda = 405$ nm für GaN:Ge Einzelschichten mit unterschiedlicher Ladungsträgerkonzentration.

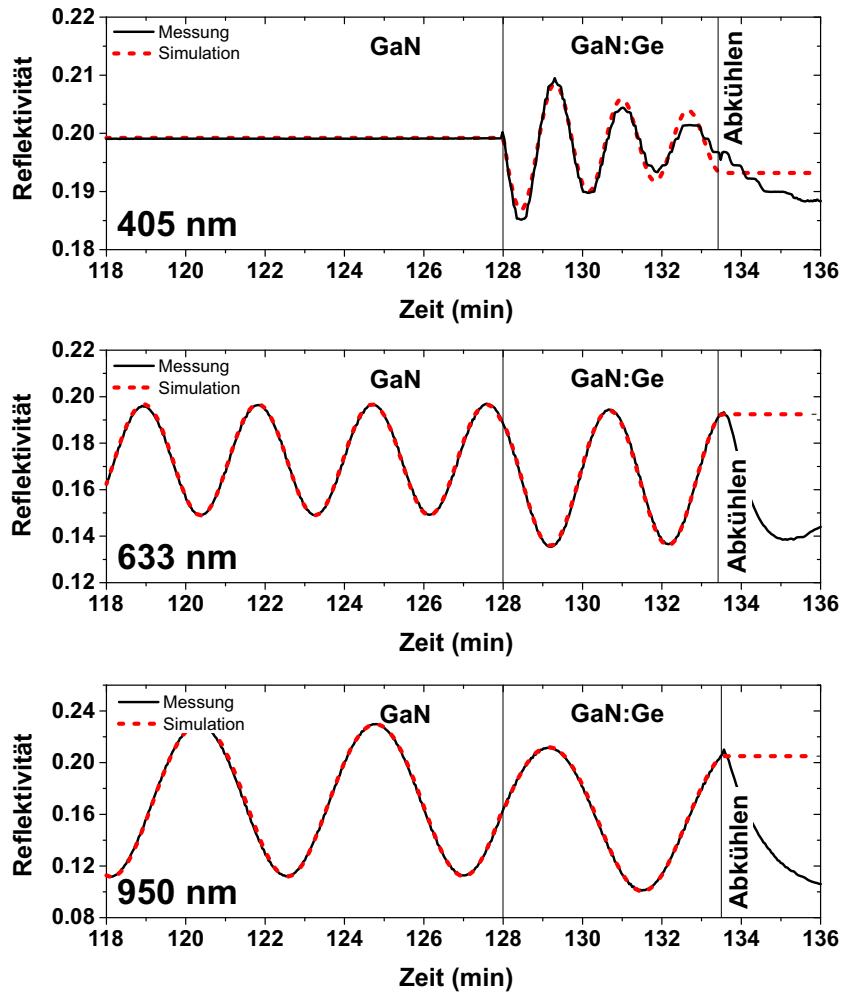


Abbildung 7.3: In-situ Reflexionstransienten bei den Wellenlängen 405 nm, 633 nm und 950 nm einer GaN:Ge Schicht mit einer Ladungsträgerkonzentration von $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Insbesondere wird die Abnahme des Brechungsindex und des Extinktionskoeffizienten mit zunehmender Dotierung deutlich.

Tabelle 7.1: Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k bei Wachstumstemperatur $T = 1165 \text{ K}$ für undotiertes und hochdotiertes GaN:Ge ($[n] = 1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)

	Undotiert ($r = 0.75 \text{ nm/s}$)		Dotiert ($r = 0.74 \text{ nm/s}$)	
	n	k	n	k
950 nm	2.377	0	2.274	0
633 nm	2.442	0	2.384	0.002
405 nm	2.739	0.218	2.716	0.12

7.3 GaN:Ge/GaN DBRs

Im nächsten Schritt wurden komplette Bragg-Reflektoren durch Modulationsdotierung hergestellt. Dabei wurden Strukturen mit 100 GaN:Ge/GaN Schichtpaaren hergestellt. Nach jeder hochdotierten GaN:Ge-Schicht wurde eine 10 sekundige Wachstumsunterbrechung eingeführt, um eine Verschleppung von Ge zu minimieren.

Abbildung 7.4(a) zeigt das in-situ Reflexionssignal bei $\lambda = 405$ nm während des Wachstums der ersten 10 Perioden des modulationsdotierten Spiegels. Das kurze Abknicken in den ansteigenden Flanken der Transiente wird durch die Wachstumsunterbrechung verursacht. Um bei der ersten Periode des DBRs Simulation und Messung aufeinander abzustimmen, musste ein Brechungsindex von $n = 2.722$ für das GaN:Ge gewählt werden. Dieser Wert ist etwas höher als der Brechungsindex für das hochdotierte GaN in Tabelle 7.1. Offenbar ist die hier erreichte Ge-Konzentration etwas geringer und liegt im Bereich von $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, wie SIMS-Analysen ergaben. Durch die periodische Schichtfolge des DBRs bleibt die Modulation des Reflexionssignals über den gesamten Wachstumsprozess bestehen und wird nicht ausgedämpft. Bei den ersten Perioden des DBRs ändert sich allerdings die Amplitude der Oszillationen, da zunehmend mehr Grenzflächen zur Interferenz des Lichts beitragen. Da die Eindringtiefe des Lichts bei dieser Wellenlänge nur etwa 600 nm beträgt, stabilisiert sich das Erscheinungsbild der Transiente nach ca. 8 Schichtpaaren. Danach wird der Verlauf der in-situ Reflektivität bei jeder weiteren Periode immer reproduziert. Die gemessene Transiente lässt sich sehr gut mit den optischen Konstanten für undotiertes und hochdotiertes GaN anpassen. Jedoch ist nach 5 Perioden die Amplitude der gemessenen Oszillationen höher als in der Simulation. Dies kann mit einer ansteigenden Dotierkonzentration im Verlauf des Wachstums erklärt werden. Abbildung 7.4(b) zeigt die komplette Transiente während des Prozesses. Da die mittlere Reflektivität während des gesamten Spiegelwachstums nahezu konstant bleibt, kann auf eine glatte GaN-Oberfläche geschlossen werden. Die weitere Zunahme der Oszillationsamplitude und die leichte Abnahme der

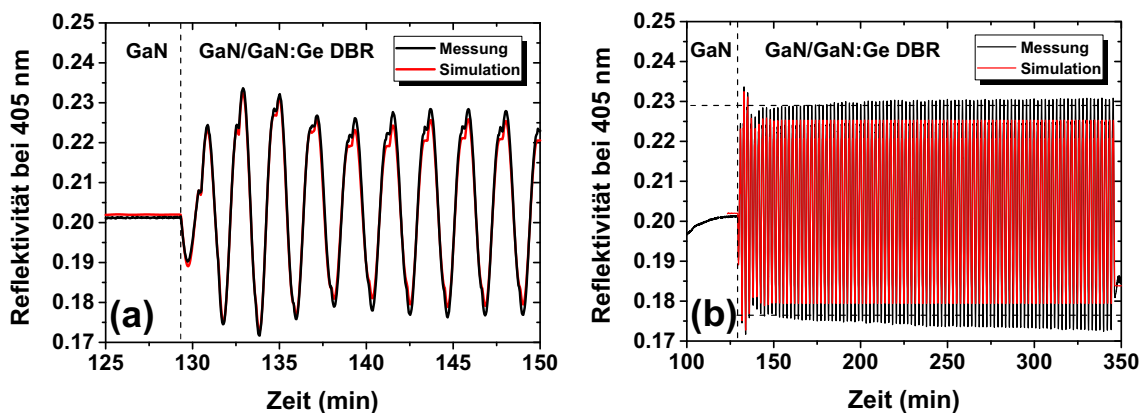


Abbildung 7.4: In-situ Reflexionstransiente eines GaN:Ge/GaN DBRs mit 100 Schichtpaaren. Darstellung der ersten 10 DBR Perioden (a) und Überblick über den gesamten Prozess (b). Die horizontalen, gestrichelten Linien dienen zur Verdeutlichung der Zunahme der FPO-Amplitude.

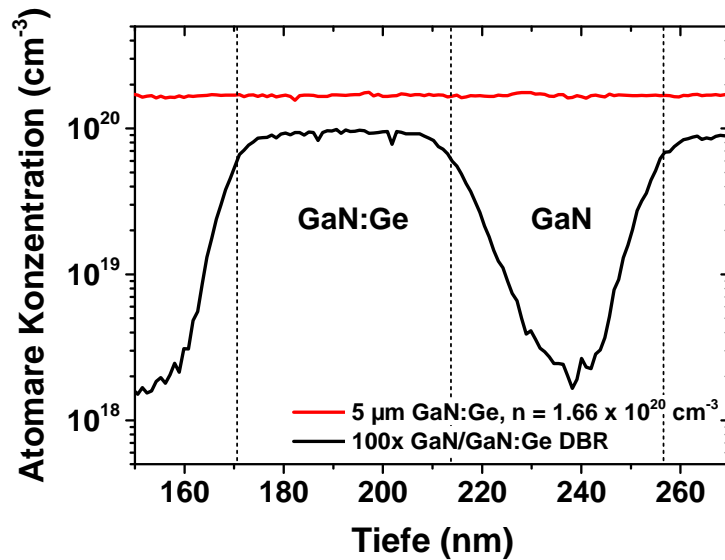


Abbildung 7.5: SIMS-Messung von 1.5 Schichtpaaren eines 100x GaN/GaN:Ge DBRs und einer dicken GaN:Ge Referenzprobe, bei der das dotierte GaN unter den gleichen Bedingungen gewachsen wurde. Die Tiefenauflösung beträgt etwa 10 nm.

mittleren Reflektivität über den gesamten Prozessverlauf weisen auf einen sich erhöhenden Ge-Einbau in den Schichten und eine Abnahme des mittleren Brechungsindex des DBRs hin.

Verlässliche Aussagen aus SIMS-Messungen konnten aufgrund von Kratereffekten nur für einzelne GaN:Ge Schichten und für die oberen Schichtpaare eines modulationsdotierten DBRs gewonnen werden. In Abbildung 7.5 sind die SIMS-Messungen von einer GaN:Ge-Schicht mit einer Dicke von $5 \mu\text{m}$ und eines GaN:Ge/GaN DBRs dargestellt. Da keine SIMS-Kalibrationsstandards zur Verfügung standen, wurde die atomare Ge-Konzentration der Ge-Einzelschicht aus der Messung der freien Ladungsträgerkonzentration mittels Hall-Effekt zu $[n] = 1.66 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Obwohl die 43 nm dicken, dotierten Schichten im GaN:Ge/GaN DBR unter den gleichen Bedingungen wie die Ge-dotierte Einzelschicht gewachsen wurden, beträgt die Ge-Konzentration nur ungefähr $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Damit wird in den dünnen GaN:Ge $\lambda/4$ -Schichten nicht die maximal mögliche Dotierung erreicht. Die SIMS-Messung offenbart dennoch ein rechteckförmiges, periodisches Profil der Ge-Verteilung. Innerhalb der Tiefenauflösung der SIMS-Messung von etwa 10 nm fällt die Ge-Konzentration um fast 2 Größenordnungen von 10^{20} cm^{-3} auf knapp über 10^{18} cm^{-3} ab. Durch einen Ge-Verschleppungseffekt baut sich in den nominell undotierten GaN-Schichten Ge mit einer Konzentration von $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ein. Bei den modulationsdotierten DBRs stellt sich die Ge-Verschleppung als unproblematisch heraus. Durch die Ge-Konzentration von $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in den nominell undotierten Schichten erhöht sich der Brechungsindexkontrast im DBR sogar, da in diesem Ladungsträgerbereich der Effekt der Bandkantenrenormierung dominanter als der Burstein-Moss-Shift ist [Fen14]. Ein weiterer Vorteil der unbeabsichtigten Dotierung in den GaN-Schichten ist, dass ein effizienterer Stromfluss durch den DBR

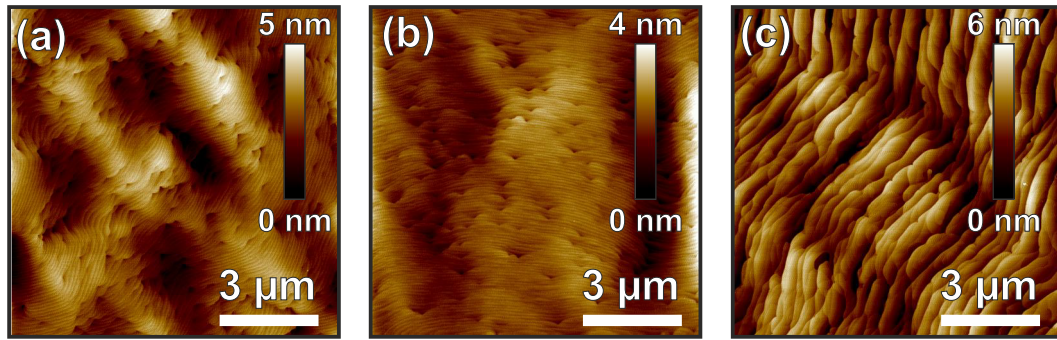


Abbildung 7.6: AFM-Messungen eines 100-paarigen GaN:Ge/GaN DBRs (rms: 0.81 nm) (a), einer GaN:Ge-Schicht mit $n = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (rms: 0.58 nm) (b) und einer GaN:Ge-Schicht mit $n = 1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (rms: 1.06 nm) (c).

ermöglicht wird. Insbesondere ist durch die gegebene vertikale Leitfähigkeit eine Kontaktierung der n-dotierten Seite eines pn-Übergangs innerhalb der Kavität nicht zwingend erforderlich.

Die AFM-Messung in Abb. 7.6(a) zeigt eine glatte Oberfläche des DBRs und reguläres Stufenflusswachstum. Die oberste Schicht des Spiegels bildet eine undotierte $\lambda/4$ -Schicht. Da die Morphologie mit der Oberfläche von undotierten GaN-Pufferstrukturen vergleichbar ist, sollten keine ausgedehnten Defekte im Material generiert worden sein. Die Abbildungen 7.6(b) und (c) zeigen die Morphologie von dotierten Einzelschichten mit einer Ladungsträgerkonzentration von $[n] = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $[n] = 1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Bis zu Ladungsträgerkonzentrationen im mittleren 10^{19} cm^{-3} -Bereich wurden keine morphologischen Veränderungen beobachtet. Bei Ladungsträgerkonzentrationen von über 10^{20} cm^{-3} nimmt die Breite der Wachstumsterrassen und die Stufenhöhe zu, was ein typisches Zeichen für das Einsetzen des sogenannten „step-bunchings“ ist [Xie99, RM00]. Dabei nimmt gleichzeitig die rms-Oberflächenrauigkeit auf einer $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Skala von 0.58 nm für GaN:Ge-Proben mit $[n] = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf 1.06 nm für Proben mit $[n] = 1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ zu. Andererseits zeigt die $5 \mu\text{m}$ dicke GaN:Ge-Schicht aus Abbildung 7.5 mit $[n] = 1.66 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ kein step-bunching und eine vergleichbare Morphologie zu undotiertem GaN mit einer rms-Rauigkeit von 0.6 nm. Bei dieser Probe lag die in-situ gemessene Wachstumstemperatur bei $1126 \text{ }^\circ\text{C}$ und ist 30 K höher als bei der Ge-Dotierserie. Offenbar lässt sich durch Erhöhung der Wachstumstemperatur und die damit verbundene höhere Mobilität der Ga-Adatome das Auftreten von step-bunching vermeiden. Die DBR-Wachstumstemperatur lag mit $1110 \text{ }^\circ\text{C}$ nur wenig unterhalb der Temperatur, für die kein step-bunching beobachtet wurde. Da die undotierte GaN-Schicht an der Oberfläche des DBRs allerdings wieder zu einer Glättung der Oberflächenmorphologie führt, lässt sich nicht eindeutig sagen, ob bei den $\lambda/4$ -Schichten im DBR step-bunching aufgetreten ist.

Röntgenbeugungsexperimenten zeigen keine Änderung der kristallinen Qualität. Jedoch erscheinen im $\theta/2\theta$ -Scan zusätzliche Reflexe, die einer Übergitterstruktur zugeordnet werden können. Ein entsprechendes Diffraktogramm eines 100-fachen GaN:Ge/GaN DBRs ist

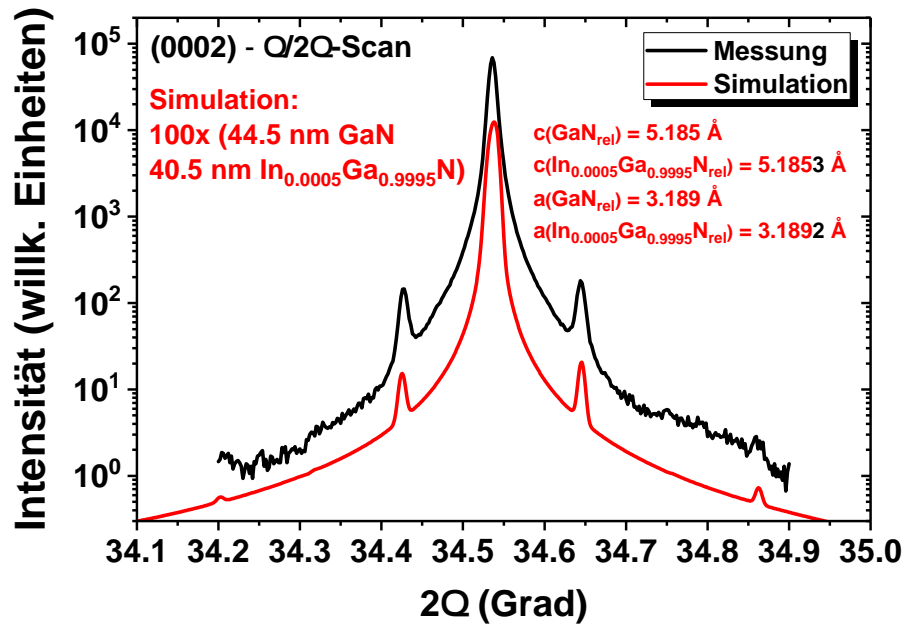


Abbildung 7.7: HR-XRD $\theta/2\theta$ -Scan eines 100-paarigen GaN:Ge/GaN DBRs und Simulation des Diffraktogramms unter Annahme eines 100-paarigen $\text{In}_{0.0005}\text{Ga}_{0.9995}\text{N}$ /GaN DBRs

in Abbildung 7.7 dargestellt. Der Abstand zum GaN-Reflex entspricht der Periodendicke im DBR. Die Übergitterreflexe werden durch eine periodische Änderung der c -Gitterkonstanten verursacht. Allerdings ist diese Änderung hier sehr klein, sodass die Reflexe sehr viel schwächer ausgeprägt sind. Zur Abschätzung der Änderung der Gitterkonstanten wurde anstelle der GaN:Ge-Schichten InGaN in der Simulation angenommen. Dabei zeigte sich, dass bereits eine Indium-Konzentration von 0.05 % ausreichend ist, um die Übergitterreflexe zu reproduzieren. Das entspricht einer Zunahme der c -Gitterkonstanten von 0.006 % im Vergleich zu GaN. Mögliche Ursachen für diese Änderung der Gitterkonstanten können ein Größeneffekt der Ge-Atome oder auch eine Änderung des Deformationspotentials infolge der hohen Ladungsträgerkonzentration sein [Les96, Van03].

Abbildung 7.8(a) zeigt ex-situ Reflexionsspektren von zwei 100-paarigen modulationsdotierten DBRs mit verschiedenen Periodendicken. Eine Struktur wurde für den nahen ultravioletten Spektralbereich entworfen und die andere für den blauen Spektralbereich. Dabei zeigen beide DBR-Strukturen ein ausgeprägtes schmales Stoppband. Bei den Standard-Reflexionsmessungen mit einem Shimadzu UV-VIS-NIR-Photospektrometer (Messfleck von etwa 40 mm^2) wurden jeweils maximale Reflektivitäten von $R = 69.8 \%$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 417.5 \text{ nm}$ und $R = 95 \%$ bei $\lambda = 369.7 \text{ nm}$ gemessen. Die höhere Reflektivität für den Spiegel im nahen UV-Bereich beruht auf dem höheren Brechungsindexkontrast nahe der GaN-Bandkante. Hier verläuft die GaN-Dispersion steiler, sodass der Brechungsindexkontrast zwischen dotiertem und undotiertem Material bei einer Wellenlänge von 370 nm sogar 4.2% beträgt (Vgl. Abb. 7.1). Obwohl bei dieser Wellenlänge Absorption im GaN nicht mehr zu vernachlässigen ist, wird durch den größeren Brechungsindexkontrast

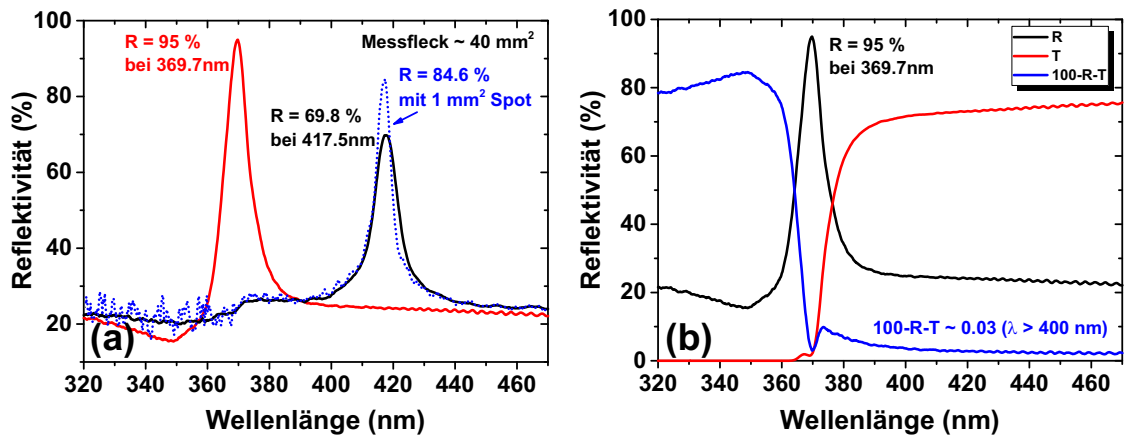


Abbildung 7.8: Reflexionsspektren von 100-paarigen GaN:Ge/GaN DBRs für den nahen UV und den blauen Spektralbereich. Für den Spiegel im blauen Spektralbereich werden zwei Messungen mit verschiedenen Messflecken gezeigt (a). Reflektivität und Transmission des GaN:Ge/GaN DBRs im nahen UV-Bereich und daraus berechnete Absorption (b).

eine höhere Reflektivität erreicht. Die absolut gemessenen Reflektivitäten sind infolge des starken lateralen Schichtdickengradienten entlang des Wafers reduziert. Bei Reduktion des Messflecks im UV-VIS-NIR-Spektrometer wurde für den längerwelligen DBR eine maximale Reflektivität von 84.6% gemessen. Mit Hilfe von Transfer-Matrix-Simulationen wurde der Einfluss von Dickenschwankungen der DBR-Schichten auf das Reflexionsvermögen untersucht. Dazu wurden realistische mikroskopische laterale Dickenfluktuationen der einzelnen DBR-Schichten von 2.5% angenommen. Dies führt beim DBR im blauen Spektralbereich zu einer Reduktion der Stoppbandhöhe auf 85% (statt 99% bei der idealen Struktur). Für den UV-Spiegel ist der Einfluss der Dickenfluktuationen aufgrund der steileren Dispersion weniger ausgeprägt. Hier wird für die ideale DBR-Struktur eine maximale Reflektivität von 95.6% simuliert, die sich unter Einbeziehung von Dickenfluktuationen auf 94.7% reduziert.

Um die eventuell auftretende Absorption durch freie Ladungsträger abzuschätzen, wurden Transmissionmessungen an GaN:Ge/GaN DBRs und dicken GaN:Ge-Schichten auf doppelseitig polierten Saphir-Substraten durchgeführt (siehe Abb. 7.8(b)). Die optischen Verluste betragen etwa 100 cm^{-1} und sind nur geringfügig höher als für undotierte GaN-Schichten. Ein weiterer kritischer Aspekt ist die geringe Breite des Stoppbandes in Kombination mit vertikalen Inhomogenitäten innerhalb des Bragg-Reflektors. Die Änderungen der Ge-Konzentration entlang des DBR-Stapels führen zu einer kontinuierlichen Änderung des Brechungsindex der dotierten Schichten. Dadurch weisen nicht alle $\lambda/4$ -Schichten die exakt gleiche optische Dicke auf, wodurch die maximal erreichbare Reflektivität reduziert wird. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn sich die Wachstumsrate von GaN während des Prozesses minimal ändert. So würde z.B. eine Änderung von 1% in der Wachstumsrate bereits zu einer Verschiebung des Stoppbands um etwa 4 nm führen.

7.4 LED-Strukturen mit GaN:Ge/GaN DBR

Abbildung 7.9(a) zeigt eine TEM-Aufnahme einer 4-fach InGaN/GaN-MQW Struktur, die auf einem 100-fachen GaN:Ge/GaN-DBR gewachsen wurde. Die hochdotierten und niedrigdotierten Spiegelschichten lassen sich deutlich unterscheiden. Die Perfektion der Grenzflächen ist in Übereinstimmung mit den Röntgenmessungen. Eine vergrößerte TEM-Aufnahme aus dem Bereich der aktiven Zone ist in Abb. 7.9(b) dargestellt. Die Dicke der Quantenfilme wurde zu 4.7 nm und die Dicke der GaN-Barrieren zu 8.2 nm bestimmt.

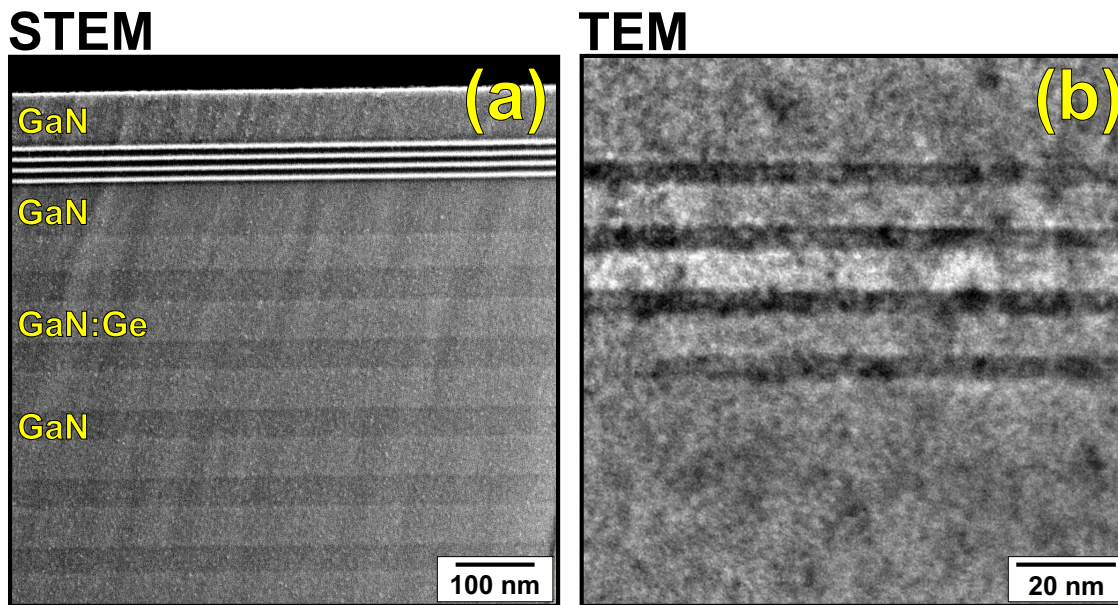


Abbildung 7.9: STEM-Bild eines 4-fach InGaN/GaN MQWs auf einem modulierten GaN:Ge/GaN DBR (a) und TEM-Aufnahme aus dem MQW-Bereich (b)

Abbildung 7.10 zeigt Reflexions- und PL-Linienscans entlang des Waferdurchmessers. Durch den lateralen Schichtdickengradienten des GaNs verschiebt sich das Stopppband um etwa 60 nm. In der PL-Messung tritt eine Resonanzmode an der Position des Stopppbands des DBRs auf. Gegenüber einer vergleichbaren MQW-Struktur auf einem 10 μm dicken GaN-Puffer wird die PL-Intensität im Bereich der Resonanzmode um einen Faktor 3 erhöht. Die Breite der Emissionsmode beträgt 3.6 nm während die gesamte MQW-Emission eine Breite von 25 nm aufweist.

In Abbildung 7.11(a) wird ein einzelnes PL-Spektrum, bei dem MQW und DBR aufeinander abgestimmt sind, gezeigt. Hier beträgt die Halbwertsbreite der Mode nur 2.8 nm und ist damit fast zehnmal schmaler als die Halbwertsbreite der MQW-Emission. Standardmäßige InGaN-basierte LEDs weisen den Quantum-Confined Stark Effekt (QCSE) auf, der durch Polarisationsladungen an den InGaN/GaN Grenzflächen verursacht wird. Eine Folge dieses Effektes ist die Verschiebung der MQW-Emission zu kürzeren Wellenlängen mit zunehmender Anregungsleistung. Die strukturellen Eigenschaften der InGaN-Quantenfilme mit einer

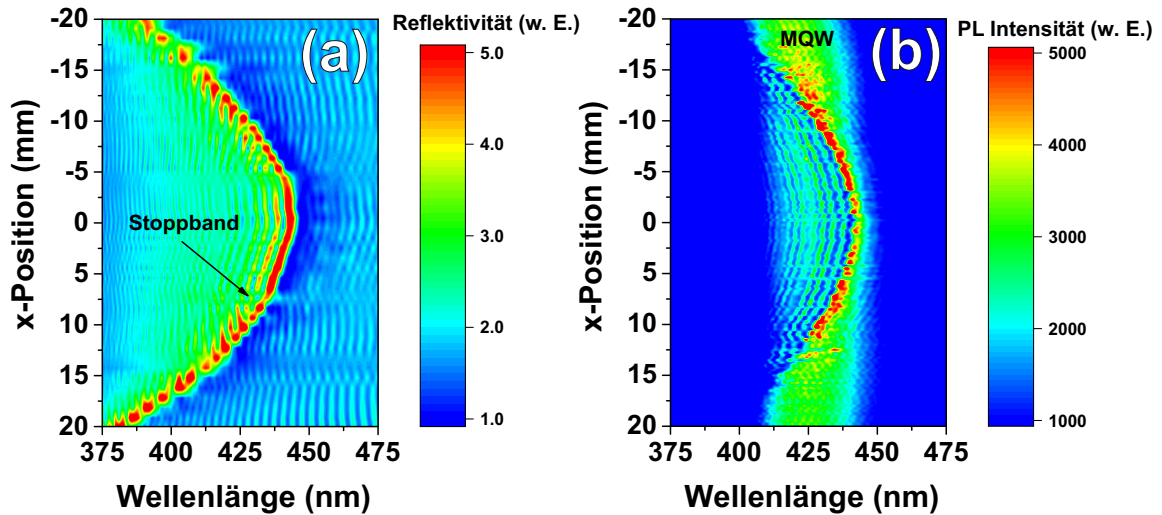


Abbildung 7.10: Reflexions- (a) und PL-Linienscan (b) entlang des gesamten Waferdurchmessers eines 4-fach InGaN/GaN MQWs auf einem 100-paarigen GaN:Ge/GaN DBR.

Dicke von $d = 4.7$ nm und einer Indium-Konzentration von 13 % führen zu einem stark ausgeprägten QCSE. In Abb. 7.11(b) sind anregungsabhängige Photolumineszenz-Messungen am MQW auf dem modulationsdotiertem DBR dargestellt. Bei der maximalen Anregungsleistung (100 %) liegt die spektrale Position der MQW-Emission bei etwa $\lambda = 428$ nm. Bei 1 % der maximalen Anregungsleistung liegt die Emission bei etwa $\lambda = 448$ nm. Die spektrale Position der Kavitätsmode ist hingegen nicht von der Anregungsleistung abhängig. Somit lässt sich durch die Verwendung eines modulationsdotierten DBRs die

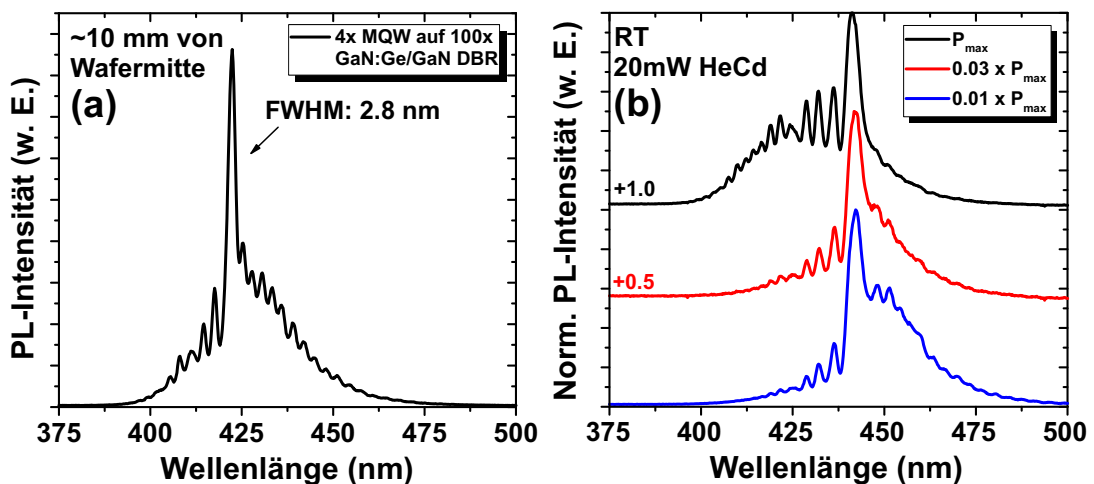


Abbildung 7.11: PL-Spektrum eines 4-fach InGaN/GaN MQWs auf einem GaN:Ge/GaN DBR etwa 10 mm von der Wafermitte entfernt. Hier ist die Stoppbandposition auf die Wellenlänge des MQWs angepasst (a). Anregungsabhängige PL-Messungen in der Wafermitte (b).

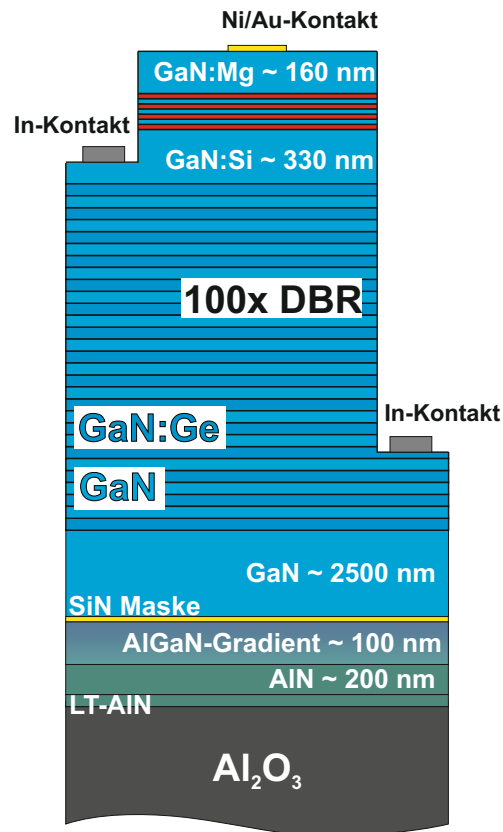


Abbildung 7.12: Schematischer Aufbau der LED mit 100-paarigem GaN:Ge/GaN DBR. Zusätzlich werden die zwei unterschiedlichen Kontaktierungen bei der LED-Teststruktur verdeutlicht.

dominante Emissionswellenlänge einer LED-Struktur unabhängig von der Stromdichte fixieren.

Im Folgenden werden LED-Strukturen mit modulationsdotierten Spiegeln vorgestellt. Dazu wurde ein GaN:Ge/GaN DBR mit 100 Perioden gewachsen und darauf eine 3λ -Kavität mit einem 4-fach InGaIn/GaN MQW als aktive Zone gewachsen. Die Dicke der Kavität wurde erhöht, um die laterale Verteilung des Stroms von den Kontakten ausgehend zu ermöglichen. Wegen des Memory-Effekts von Ge wurde die 330 nm dicke n-Seite der Kavität oberhalb des DBRs mit $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ Silizium dotiert. Darauf folgt die aktive Zone und die p-Schicht mit einer Ladungsträgerkonzentration von nominell $7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und einer Dicke von 160 nm. Der schematische Aufbau der LED ist in Abbildung 7.12 dargestellt.

Für erste Elektrolumineszenzmessungen wurde auf eine aufwendige fotolithografische Prozessierung verzichtet. Auf die Oberfläche der Probe wurden transparente Ni/Au-Kontakte (15 nm/15 nm) mit einem Durchmesser von 1 mm aufgebracht. Zusätzlich wurden auf dem Wafer noch ein Kontakt auf der n-Seite der Kavität und ein weiterer Kontakt tiefer im DBR erzeugt, um die Leitfähigkeit der Spiegelstruktur zu analysieren. Im Falle der Kontaktierung im DBR verläuft der Strompfad zusätzlich durch ca. 60 Perioden des DBRs. In Abbildung 7.13 sind die Strom-Spannungskennlinien in Vorwärtsrichtung bei Verwendung der beiden verschiedenen n-Kontakte dargestellt. Die Kennlinie für den n-Kontakt im DBR weist nur eine minimale Erhöhung des Serienwiderstandes von 10Ω auf 11.3Ω auf. Offenbar

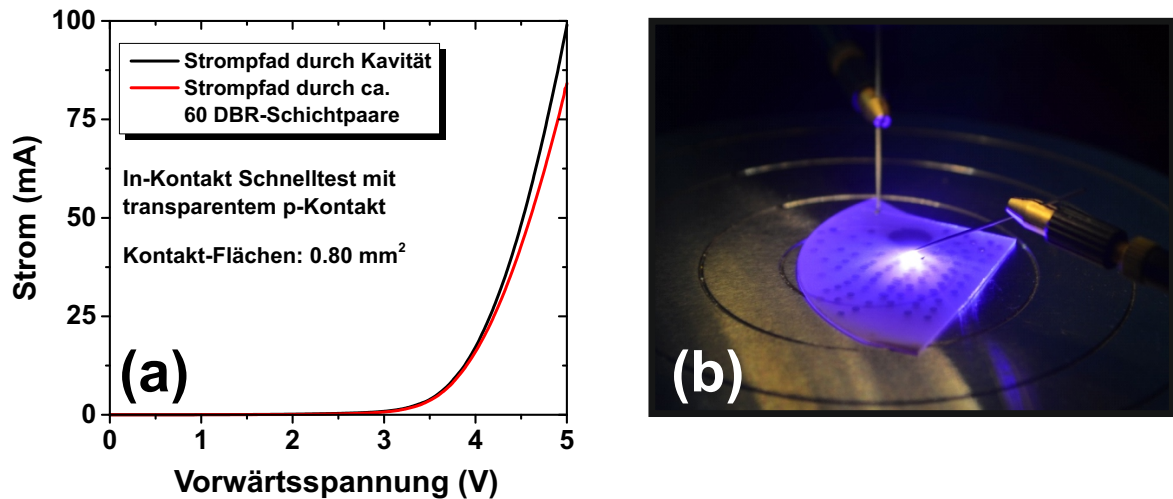


Abbildung 7.13: Strom-Spannungskennlinien der LED-Teststruktur bei Stromfluss nur durch die Kavität bzw. Stromfluss durch zusätzliche 60 Schichtpaare des DBR (a). Fotografie der LED-Teststruktur bei 5 V Vorwärtsspannung (b).

ist ein niederohmiger Stromtransport durch den DBR gewährleistet. Auf dem in Abbildung 7.13(b) gezeigten Bild der Probe unter Stromfluss sind die transparenten p-Kontakte auf der Probenoberfläche und die Lumineszenz der LED zu sehen.

Abbildung 7.14 zeigt Photolumineszenz- und μ -Elektrolumineszenzspektren der LED. Hier wird der breite Lumineszenzuntergrund vom MQW stärker als bei der Struktur mit undotierter Kavität unterdrückt (Abb. 7.11). In der PL-Messung werden Halbwertsbreiten von minimal $\Delta\lambda = 2.2$ nm gemessen. Bei μ -EL-Spektren wurde eine minimale Halbwertsbreite von 2.9 nm beobachtet. Die etwas größere Halbwertsbreite kann mit der Auskopplung des Lichts durch den Ni/Au-Kontakt oder einer geringen Abweichung der Position auf dem Wafer bei der EL-Messung begründet werden. Wie bei den AlInN/(Al)GaN DBR-Strukturen wird nämlich auch bei diesen RC-LEDs eine signifikante photonische Unordnung beobachtet.

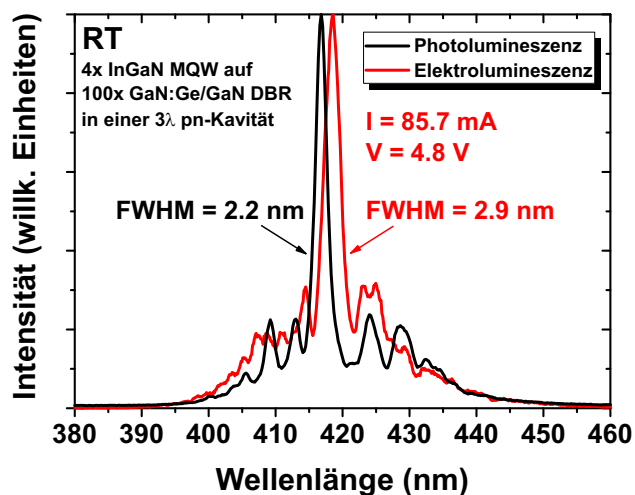


Abbildung 7.14: PL- und μ -EL Spektrum der LED-Teststruktur mit modulationsdotiertem GaN:Ge/GaN DBR.

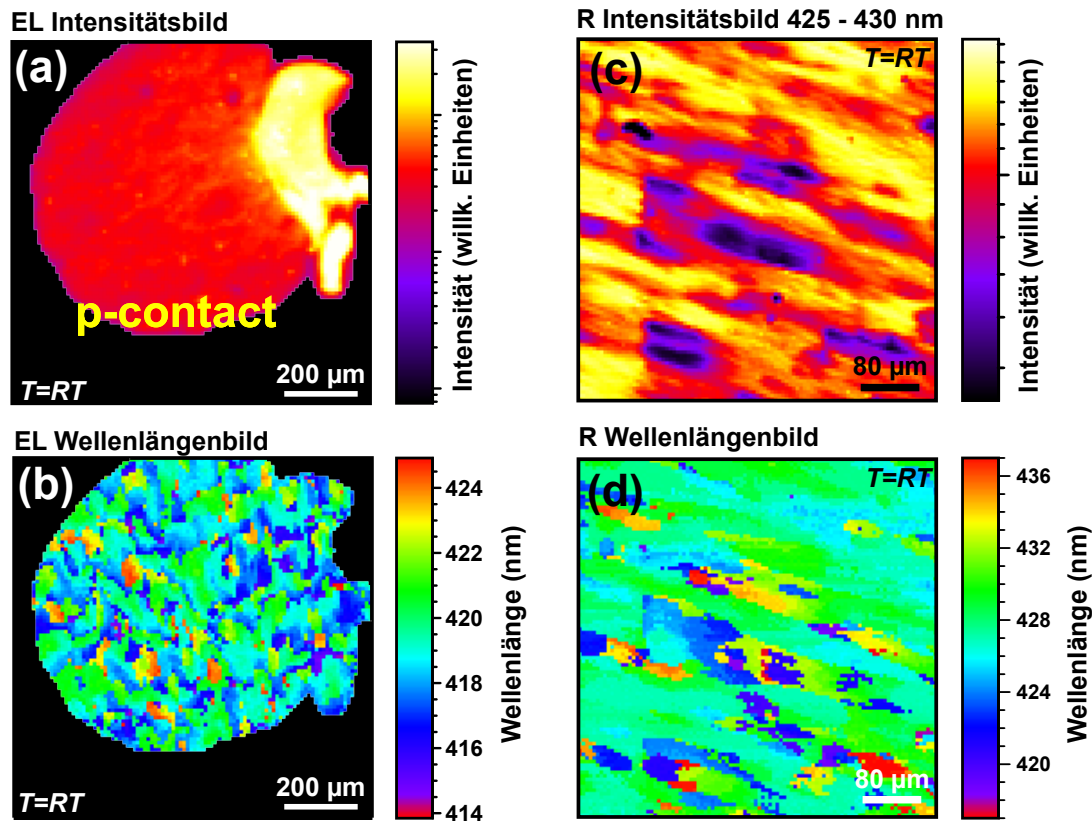


Abbildung 7.15: μ -EL Intensitätsmapping der Lumineszenz aus dem Bereich des transparenten Ni/Au-Kontakts (a) und zugehöriges Wellenlängenbild (b). μ -Reflexionsmapping der LED (aus einem Bereich neben dem Ni/Au-Kontakt) mit Intensitätsbild (c) und zugehörigem Wellenlängenbild (d).

Die Auswirkung dieser photonischen Unordnung auf die lokalen Emissions- und Reflexionseigenschaften der Probe zeigt Abbildung 7.15. Im Intensitätsbild der μ -EL Spektren wird eine homogene Emissionsintensität aus dem gesamten Bereich des Ni/Au-Kontakts beobachtet. Das Wellenlängenbild zeigt eine deutliche Fluktuation der Wellenlänge maximaler Intensität. Die Bereiche konstanter Emissionswellenlänge haben Ausdehnungen von 50-100 μm (wie bei den AlInN-basierten Kavitäten). Zwischen diesen Bereichen ändert sich die Wellenlänge um bis zu $\Delta\lambda = 7 \text{ nm}$. Die Ursache für die Variationen in der Emissionswellenlänge kann dabei auf die lokalen Reflexionseigenschaften des DBRs zurückgeführt werden. In Abb. 7.15(c) und (d) sind μ -Reflexionsmappings von der Probe dargestellt. Auch in diesen Spektren treten Bereiche mit abweichender Wellenlänge des Stopppbands und reduzierter Reflektivität auf. Die mikroskopischen Fluktuationen der Stopppbandposition betragen bis zu $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$. Bei Betrachtung der Variation der maximalen Reflektivität in Abb. 7.15(c) fallen Ähnlichkeiten zur Oberflächenmorphologie von GaN auf. Dabei tritt eine Welligkeit der GaN-Oberfläche mit einer Vorzugsrichtung auf, die durch die Fehlorientierung des Saphirsubstrats verursacht wird. Es ist daher möglich, dass die Änderung der Reflektivität durch Höhen- bzw. Dickenfluktuationen der Schichten verursacht wird.

Ausblick

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mit Hilfe einer Ge-Dotierung von GaN mit Elektronenkonzentrationen von über $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ eine Änderung des Brechungsindex von über 2 % im Vergleich zu undotiertem GaN erzielt werden kann. Durch das periodische Wachstum von hochdotierten und undotierten GaN- $\lambda/4$ -Schichten konnten erstmalig schmalbandige Bragg-Reflektoren mit einer maximalen Reflektivität von über 90 % demonstriert werden. Nach dem Aufwachsen einer LED-Struktur auf einem modulationsdotierten Spiegel wurde eine Erhöhung der maximalen Emissionintensität und der spektralen Reinheit der LED nachgewiesen. Zudem führt die bevorzugte spontane Emission in die optische Mode der Kavität zu einer stabilisierten Emissionswellenlänge bei Veränderung der Anregungsdichte oder der Betriebstemperatur.

Perspektivisch sind die DBRs für den Einsatz in vertikal-emittierenden Lasern eher weniger geeignet. Bedingt durch den geringen Brechungsindexkontrast resultiert eine große effektive Kavitätstiefe bzw. ein geringer Einschlussfaktor der optischen Mode, was wiederum zu einer Erhöhung des Schwellwerts führt. Zudem müssten die strukturellen Eigenschaften der DBRs hinsichtlich der vertikalen und lateralen Schichtdickenhomogenität und Schärfe des Dotierprofils weiter verbessert werden, damit die für induzierte Emission benötigten Maximalreflektivitäten oberhalb von 99 % erreicht werden können. Gleichwohl sind die bereits demonstrierten DBRs für die Realisierung von RC-LEDs geeignet. Bei diesen muss die Reabsorptionswahrscheinlichkeit von Photonen in der Kavität wesentlich geringer als die Austrittswahrscheinlichkeit der Photonen durch einen der Spiegel sein. Deshalb ist es erforderlich, dass der Spiegel, in dessen Richtung das Licht ausgekoppelt wird, eine deutlich geringere Reflektivität als der rückseitige Reflektor aufweisen. Aus diesem Grund ist eine Reflektivität des oberen Spiegels im Bereich von 90 % völlig ausreichend. Damit können RC-LEDs zwar nicht zu stimulierter Emission angeregt werden, jedoch bieten sie eine höhere Intensität der spontanen Emission im Vergleich zu LEDs oder VCSELn [Sch96]. Hinsichtlich der modulationsdotierten Spiegel bietet es sich an, MQW-Strukturen auf einem modulationsdotierten DBR nachträglich mit einem hochreflektierenden, dielektrischen Spiegel ($R \approx 0.99$) zu beschichten. Bei Verwendung von doppelseitig polierten Saphirsubstraten kann das Licht anschließend über die Substratrückseite ausgekoppelt werden.

Aufgrund des schmalen Stoppbands des GaN:Ge/GaN DBRs muss die Kavitätstiefe allerdings sorgfältig auf die Stoppbandposition angepasst sein, da die spektrale Position der Kavitätsmode ansonsten nicht im Bereich des Stoppbands liegt. In diesem Zusammenhang ist auch die beobachtete photonische Unordnung problematisch, die zu lateralen Fluktuationen der Stoppband- und Emissionswellenlänge führt. Wie in [Gla14a] gezeigt, ist bei Verwendung von versetzungsarmen, freistehenden GaN-Substraten jedoch von einer deutlichen Reduktion der photonischen Unordnung auszugehen.

Mit ihrer erhöhten Direktionalität der Lichtemission, spektralen Reinheit und gesteigerten Lichtausbeute bieten sich GaN-basierte RC-LEDs als Lichtquellen für lokale Netzwerke

mit Polymer Optischen Fasern (POF) an, da sie eine effiziente Lichteinkopplung in die Plastik-Faser ermöglichen [Cal02]. POF-Netzwerke sind interessant für kurz-reichweitige Datenkommunikation in Heimnetzwerken, Autos oder Flugzeugen. Die stärksten Transmissionsfenster in POF-Netzwerken treten bei 510 und 570 nm auf und können mit den Gruppe III-Nitriden abgedeckt werden. Insbesondere ist der Brechungsindexkontrast zwischen hochdotiertem und undotiertem GaN bei diesen Wellenlängen ähnlich hoch wie im blauen Spektralbereich, weshalb hochreflektierende GaN/GaN:Ge DBRs für solche Anwendungen realisierbar sind. Durch die bessere Temperaturstabilität sind nitridische RC-LEDs dabei AlGaInP-basierten RC-LEDs, die bei einer Wellenlänge von 650 nm operieren, besonders bei erhöhten Betriebstemperaturen überlegen [Bae03, Sha04].

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Herstellung von Gruppe III-Nitrid basierten Bragg-Reflektoren und Mikrokavitäten vom sichtbaren bis zum fernen UV-Spektralbereich untersucht. Dafür wurden verschiedene Ansätze und Materialkombinationen zur Realisierung von hochreflektiven DBRs verwendet und optimiert.

Der Schwerpunkt der Dissertation liegt auf dem Wachstum von gitterangepassten AlInN/(Al)GaN DBRs für den blauen und nahen UV-Spektralbereich. Dazu wurden zunächst AlInN-Einzelschichten verschiedener Dicke hergestellt und anschließend strukturell und morphologisch untersucht. Dabei zeigte sich eine typische Oberflächenmorphologie, die von Mikrohügeln gekennzeichnet ist. Mit zunehmender Schichtdicke kommt es zur Bildung von V-Pits und nach Überschreiten einer kritischen Schichtdicke tritt eine starke Degradation der Kristallqualität auf. Zudem wurde eine Indium-Desorption von der Oberfläche bei Aufheizen auf GaN-Wachstumstemperaturen beobachtet.

Die Erkenntnisse über das AlInN-Wachstum wurden zur Entwicklung eines optimierten Prozesses für das Wachstum von gitterangepassten DBRs genutzt. Dadurch wurde die Bildung von zusätzlichen Defekten in den Spiegeln verhindert und Stoppbandreflektivitäten oberhalb von 99 % wurden erreicht. Zudem ließ sich durch das anfängliche Überwachsen von AlInN mit GaN bei reduzierter Temperatur die Indium-Desorption verhindern und die Grenzflächenqualität der DBRs verbessern. Hilfreich für eine optimierte Kavität war die Analyse der in-situ Reflexionsmessungen während des Wachstums, aus denen die optischen Eigenschaften der resultierenden Reflektoren bereits während des Prozesses bestimmt und die Kavität angepasst werden konnte.

Nach der Zusammenführung von DBRs und Kavitäten mit optisch aktivem Medium wurden hybride Mikrokavitäten durch nachträgliche Abscheidung eines oberen dielektrischen DBRs hergestellt. Dabei führte der Purcell-Effekt zu einer erhöhten Emissionsintensität und zu einer Reduktion der Linienbreite. Jedoch wurde eine signifikante photonische Unordnung festgestellt, die zu lokalen Schwankungen des Qualitätsfaktors und der spektralen Position der Kavitätsmode auf mikroskopischen Längenskalen führt. So wurden lokal maximale Q-Faktoren von etwa 3000 festgestellt, in benachbarten Bereichen aber auch geringe Q-Faktoren im Bereich von 100. Durch gepulste Laseranregung konnte optisch gepumptes Lasing in einer blauen Mikrokavität demonstriert werden. Bei einer Mikrokavität im nahen UV-Bereich wurden zudem mit Hilfe von winkelabhängigen PL-Messungen Anzeichen für eine starke Licht-Materie-Wechselwirkung gefunden.

Des Weiteren wurde die Herstellung von Mikrokavitäten im fernen UV-Bereich zur Entwicklung von effizienten GaN-basierten Einzelphotonenemittern untersucht. In ersten Versuchen wurden GaN-Inseln auf AlN mit Hilfe eines kombinierten Depositions-/Desorptionsprozesses erzeugt. Diese Inseln lagern sich bevorzugt in Regionen mit hoher Versetzungsdichte an und zeigen eine effiziente Lumineszenz im Bereich von 220 nm bis 310 nm. Dabei weist die Emission aus einzelnen GaN-Inseln quantenpunktartiges Verhalten mit extrem schmalen Linienbreiten unterhalb von $500 \mu\text{eV}$ auf. Einzelphotonenemission aus diesen Lumineszenzkanälen wurde durch Hanbury Brown-Twiss Experimente nachgewiesen. Zur Erhöhung der Emissionsintensität wurden die Quantenemitter auf einem hochreflektierenden Spiegel aufgewachsen. Dafür wurde ein Prozess für die Herstellung von gitterfehlangepassten AlN/AlGaN DBRs entwickelt. Die Optimierung der Wachstumsbedingungen der $\lambda/4$ -Schichten und der Pufferstruktur erlaubte die Herstellung von strukturell hochwertigen und nahezu rissfreien DBR-Strukturen, die bei 270 nm eine Reflektivität von über 98 % aufweisen. Bei Einbettung der Emitter in einer AlGaN-Kavität auf einem DBR offenbarte sich eine Rotverschiebung der Quantenpunkt-Lumineszenz, die zur Verstimmung des DBRs und den Emittlern führte.

Im letzten Teil der Arbeit wird ein neuartiger Ansatz zur Realisierung von nitridischen Bragg-Reflektoren vorgestellt, der auf der Modulationsdotierung von GaN mit Germanium beruht und prinzipiell ein spannungsfreies Wachstum ermöglicht. Ein Brechungsindexkontrast wurde dabei unter Ausnutzung des Burstein-Moss-Effekts erzielt, der eine Brechungsindexänderung bei sehr hohen Elektronenkonzentrationen im Bereich von 10^{20} cm^{-3} hervorruft. Durch diesen Ansatz lassen sich Herausforderungen wie Gitterfehl-anpassung oder Inkompatibilität der Wachstumsbedingungen, die beim Wachstum von (Al)GaN/Al(Ga)N bzw. AlInN/(Al)GaN DBRs auftreten, vermeiden. Es wurden DBR-Strukturen mit 100 Schichtpaaren realisiert, die eine maximale Reflektivität von 85 % im blauen Spektralbereich und 95 % im nahen UV bei einer Wellenlänge von etwa 370 nm aufweisen. Somit wurden erstmalig Bragg-Reflektoren demonstriert, die nur auf einer Modulationsdotierung basieren. LED-Strukturen mit InGaN/GaN MQWs auf einem modulationsdotierten DBR zeigen eine um den Faktor 3 erhöhte Emissionsintensität und eine fast 6-fach reduzierte Linienbreite unterhalb von 3 nm. Allerdings wurde auch hier mit Hilfe von μ -Reflexions- und Photolumineszenzmessungen eine signifikante photonische Unordnung festgestellt, die zu sprunghaften Änderungen der Stoppband- und Emissionswellenlänge auf mikroskopischen Längenskalen führt.

Zur weiteren Verbesserung der strukturellen und optischen Qualität ist in zukünftigen Experimenten der Einsatz von freistehenden GaN-Substraten für das Wachstum von Mikrokavitäten empfehlenswert. Die wesentlich geringeren Versetzungsdichten bringen mehrere Vorteile mit sich. So kann die interne Quanteneffizienz des aktiven Mediums gesteigert werden und die verbesserte Kristallqualität in Verbindung mit einer glatteren Oberflächenmorphologie lässt eine Reduktion der photonischen Unordnung erwarten. Zusätzlich ist durch eine verbesserte Homogenität der DBRs in lateraler und vertikaler Richtung

beim Wachstum auf GaN-Substraten von höheren Reflexionswerten bei den modulierten Spiegeln auszugehen. Außerdem ist die elektrische Anregung eines VCSELs anzustreben. Dies erfordert weitere Untersuchungen und Optimierungen im Hinblick auf das Dotierprofil innerhalb der Kavität und auf die Herstellung der elektrischen Kontakte. Zusätzlich muss eine homogene Strominjektion in der Kavität gewährleistet sein, was durch die Verwendung eines TCOs oder die Implementierung eines Tunnelkontakts ermöglicht wird. Des Weiteren sollte eine Stromapertur im VCSEL implementiert werden, damit im Zentrum der Kavität eine ausreichend hohe Stromdichte für induzierte Emission erzielt werden kann.

Bezüglich der Mikrokavitäten im fernen UV-Bereich mit eingebetteten Einzelphotonenemittern sollten in weiteren Versuchen Resonanzbedingungen zwischen den Emittern und DBRs hergestellt werden. Anschließend ist zur Steigerung der Emissionsrate der QDs die Vervollständigung der Resonatoren durch Aufbringen eines oberen dielektrischen Spiegels oder die Verbesserung der Photonenauskopplung durch Integration der QDs in Mikrolinsen anzustreben. Weiterhin sind Untersuchungen zur gezielten Positionierung von Quantenpunkten lohnenswert. Ein vielversprechender Ansatz ist dabei die gezielte Beeinflussung des Wachstums von QDs mit Hilfe einer vergrabenen, verspannungsinduzierenden Schicht. Des Weiteren ist das Wachstum von GaN-QDs und AlN/AlGaN DBRs auf AlN-Homosubstraten interessant, da sich so die Bildung von GaN-basierten Einzelphotonenemittern in Abwesenheit von Versetzungen studieren ließe. Außerdem wäre durch die geringere Versetzungsdichte eine geringere Entwicklung tensiler Spannung beim DBR-Wachstum zu erwarten, wodurch die Bildung von Rissen vermieden werden kann.

Literaturverzeichnis

- [Aly05] ALYAMANI, A., SANVITTO, D., WANG, T., PARBROOK, P.J., WHITTAKER, D.M., ROSS, I.M., CULLIS, A.G. und SKOLNICK, M.S., *physica status solidi (c)* **2**, 813, 2005.
- [Aly07] ALYAMANI, A., SANVITTO, D., KHALIFA, A.A., SKOLNICK, M.S., WANG, T., RANALLI, F., PARBROOK, P.J., TAHRAOUI, A. und AIREY, R., *Journal of Applied Physics* **101**, 093110, 2007.
- [Ama89] AMANO, H., KITO, M., HIRAMATSU, K. und AKASAKI, I., *Japanese Journal of Applied Physics* **28**, L2112, 1989.
- [Amb96] AMBACHER, O., BRANDT, M.S., DIMITROV, R., METZGER, T., STUTZMANN, M., FISCHER, R.A., MIEHR, A., BERGMAIER, A. und DOLLINGER, G., *Journal of Vacuum Science and Technology B* **14**, 3532, 1996.
- [Amb98] AMBACHER, O., *Journal of Physics D: Applied Physics* **31**, 2653, 1998.
- [Amb00] AMBACHER, O., FOUTZ, B., SMART, J., SHEALY, J.R., WEIMANN, N.G., CHU, K., MURPHY, M., SIERAKOWSKI, A.J., SCHAFF, W.J., EASTMAN, L.F., DIMITROV, R., MITCHELL, A. und STUTZMANN, M., *Journal of Applied Physics* **87**, 334, 2000.
- [Ari17] ARITA, M., LE ROUX, F., HOLMES, M.J., KAKO, S. und ARAKAWA, Y., *Nano Letters* **17**, 2902, 2017.
- [Asc10] ASCHENBRENNER, T., DARTSCH, H., KRUSE, C., ANASTASESCU, M., STOICA, M., GARTNER, M., PRETORIUS, A., ROSENAUER, A., WAGNER, T. und HOMMEL, D., *Journal of Applied Physics* **108**, 063533, 2010.
- [Aut01] AUTHIER, A., *Dynamical theory of X-ray diffraction*, in U. SHMUELI, Hg., *International Tables for Crystallography Volume B: Reciprocal space*, 534, Springer Netherlands, 2001.
- [AV03] ANTOINE-VINCENT, N., NATALI, F., MIHAILOVIC, M., DISSEIX, P., VASSON, A., LEYMARIE, J., BYRNE, D., SEMOND, F. und MASSIES, J., *physica status solidi (a)* **195**, 543, 2003.
- [Bae03] BAETS, R.G., DELBEKE, D.G., BOCKSTAELE, R. und BIENSTMAN, P., *Proc. SPIE* **4996**, 74, 2003.
- [Baj12] BAJONI, D., *Journal of Physics D: Applied Physics* **45**, 313001, 2012.

- [Bal01] BALDANZI, A., BELLOTTI, E. und GOANO, M., *physica status solidi (b)* **228**, 425, 2001.
- [Bas12] BASTEK, B., *Untersuchung der mikroskopisch optischen Eigenschaften von strukturellen Defekten in GaN-Epitaxie-Schichten mittels Tieftemperatur Kathodolumineszenzmikroskopie im Rasterelektronen- und Transmissionselektronenmikroskop*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2012.
- [Bel09] BELLANGER, M., BOUSQUET, V., CHRISTMANN, G., BAUMBERG, J. und KAUER, M., *Applied Physics Express* **2**, 121003, 2009.
- [Bel15] BELLMANN, K., TABATABA-VAKILI, F., WERNICKE, T., STRITTMATTER, A., CALLSEN, G., HOFFMANN, A. und KNEISSL, M., *physica status solidi (RRL)* **9**, 526, 2015.
- [Ben84] BENNETT, C.H. und BRASSARD, G., *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing* 175, 1984.
- [Ber10a] BERGER, C., MOSER, P., DADGAR, A., BLÄSING, J., CLOS, R. und KROST, A., *Materials Science and Engineering: A* **528**, 58, 2010.
- [Ber10b] BERGER, C., *Bestimmung von Spannungen in GaN-basierten Schichten mittels in-situ und ex-situ Methoden*, Diplomarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2010.
- [Ber12] BERGER, C., DADGAR, A., BLÄSING, J., FRANKE, A., HEMPEL, T., GOLDHAHN, R., CHRISTEN, J. und KROST, A., *physica status solidi (c)* **9**, 1253, 2012.
- [Ber15] BERGER, C., DADGAR, A., BLÄSING, J., LESNIK, A., VEIT, P., SCHMIDT, G., HEMPEL, T., CHRISTEN, J., KROST, A. und STRITTMATTER, A., *Journal of Crystal Growth* **414**, 105, 2015.
- [Bha14] BHATTACHARYA, P., FROST, T., DESHPANDE, S., BATEN, M.Z., HAZARI, A. und DAS, A., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 236802, 2014.
- [Bha16] BHATTACHARYA, P., FROST, T., DESHPANDE, S., BATEN, M.Z., HAZARI, A. und DAS, A., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 029702, 2016.
- [Blä02] BLÄSING, J., REIHER, A., DADGAR, A., DIEZ, A. und KROST, A., *Applied Physics Letters* **81**, 2722, 2002.
- [Boc16] BOCKOWSKI, M., IWINSKA, M., AMILUSIK, M., FIJALKOWSKI, M., LUCZNIK, B. und SOCHACKI, T., *Semiconductor Science and Technology* **31**, 093002, 2016.
- [Boe01] BOETTCHER, T., EINFELDT, S., FIGGE, S., CHERCHIA, R., HEINKE, H., HOMMEL, D. und SPECK, J.S., *Applied Physics Letters* **78**, 1976, 2001.

- [Bru97] BRUNNER, D., ANGERER, H., BUSTARRET, E., FREUDENBERG, F., HOPLER, R., DIMITROV, R., AMBACHER, O. und STUTZMANN, M., *Journal of Applied Physics* **82**, 5090, 1997.
- [Bru08] BRUNNER, F., KNAUER, A., SCHENK, T., WEYERS, M. und ZETTLER, J.T., *Journal of Crystal Growth* **310**, 2432, 2008.
- [Buc05] BUCHHEIM, C., GOLDHAHN, R., RAKEL, M., COBET, C., ESSER, N., ROSSOW, U., FUHRMANN, D. und HANGLEITER, A., *physica status solidi (b)* **242**, 2610, 2005.
- [Bur54] BURSTEIN, E., *Phys. Rev.* **93**, 632, 1954.
- [Bus14] BUSS, E.R., ROSSOW, U., BREMERS, H. und HANGLEITER, A., *Applied Physics Letters* **104**, 162104, 2014.
- [But06] BUTTÉ, R., CHRISTMANN, G., FELTIN, E., CARLIN, J.F., MOSCA, M., ILEGEMS, M. und GRANDJEAN, N., *Phys. Rev. B* **73**, 033315, 2006.
- [But07] BUTTÉ, R., CARLIN, J.F., FELTIN, E., GONSCHOREK, M., NICOLAY, S., CHRISTMANN, G., SIMEONOV, D., CASTIGLIA, A., DORSAZ, J., BUEHLMANN, H.J., CHRISTOPOULOS, S., VON HÖGERSTHAL, G.B.H., GRUNDY, A.J.D., MOSCA, M., PINQUIER, C., PY, M.A., DEMANGEOT, F., FRANDON, J., LAGOUDAKIS, P.G., BAUMBERG, J.J. und GRANDJEAN, N., *Journal of Physics D: Applied Physics* **40**, 6328, 2007.
- [But08] BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *Effects of Polarization in Optoelectronic Quantum Structures*, in C. WOOD und D. JENA, Hg., *Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications*, 467, Springer US, 2008.
- [But09] BUTTÉ, R., CHRISTMANN, G., FELTIN, E., CASTIGLIA, A., LEVRAT, J., COSENDEY, G., ALTOUKHOV, A., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., *Proceedings of SPIE* **7216**, 721619, 2009.
- [Cal02] CALLE, F., NARANJO, F., FERNÁNDEZ, S., SÁNCHEZ-GARCÍA, M., CALLEJA, E. und MUÑOZ, E., *physica status solidi (a)* **192**, 277, 2002.
- [Car03] CARLIN, J.F. und ILEGEMS, M., *Applied Physics Letters* **83**, 668, 2003.
- [Car05a] CARLIN, J.F., DORSAZ, J., FELTIN, E., BUTTÉ, R., GRANDJEAN, N., ILEGEMS, M. und LAÜGT, M., *Applied Physics Letters* **86**, 031107, 2005.
- [Car05b] CARLIN, J.F., ZELLWEGER, C., DORSAZ, J., NICOLAY, S., CHRISTMANN, G., FELTIN, E., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *physica status solidi (b)* **242**, 2326, 2005.
- [Cha11] CHARASH, R., KIM-CHAUVEAU, H., LAMY, J.M., AKTHER, M., MAASKANT, P.P., FRAYSSINET, E., DE MIERRY, P., DRÄGER, A.D., DUBOZ, J.Y., HANGLEITER, A. und CORBETT, B., *Applied Physics Letters* **98**, 201112, 2011.

- [Che12] CHEN, D. und HAN, J., Applied Physics Letters **101** (**22**), 221104, 2012.
- [Chi03] CHERCHIA, R., BÖTTCHER, T., HEINKE, H., EINFELDT, S., FIGGE, S. und HOMMEL, D., Journal of Applied Physics **93**, 8918, 2003.
- [Chr06a] CHRISTMANN, G., BUTTÉ, R., FELTIN, E., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., Physical Review B **73**, 153305, 2006.
- [Chr06b] CHRISTMANN, G., SIMEONOV, D., BUTTÉ, R., FELTIN, E., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., Applied Physics Letters **89**, 261101, 2006.
- [Chr07] CHRISTOPOULOS, S., VON HÖGERSTHAL, G.B.H., GRUNDY, A.J.D., LAGOUDAKIS, P.G., KAVOKIN, A.V., BAUMBERG, J.J., CHRISTMANN, G., BUTTÉ, R., FELTIN, E., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., Phys. Rev. Lett. **98**, 126405, 2007.
- [Chr08] CHRISTMANN, G., BUTTÉ, R., FELTIN, E., MOUTI, A., STADELMANN, P.A., CASTIGLIA, A., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **77**, 085310, 2008.
- [Chr09] CHRISTANN, G., *III-Nitride based microcavities: Towards polariton condensation at room temperature*, Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2009.
- [Chu06] CHU, J.T., LU, T.C., YOU, M., SU, B.J., KAO, C.C., KUO, H.C. und WANG, S.C., Applied Physics Letters **89**, 121112, 2006.
- [Cor12] CORBETT, B., CHARASH, R., DAMILANO, B., KIM-CHAUVEAU, H., CORDERO, N., SHAMS, H., LAMY, J.M., AKHTER, M., MAASKANT, P.P., FRAYSSINET, E., MIERRY, P.D. und DUBOZ, J.Y., physica status solidi (c) **9**, 931, 2012.
- [Cos11] COSENDEY, G., CARLIN, J.F., KAUFMANN, N.A.K., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., Applied Physics Letters **98**, 181111, 2011.
- [Cos12] COSENDEY, G., CASTIGLIA, A., ROSSBACH, G., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., Applied Physics Letters **101**, 151113, 2012.
- [Cos13] COSENDEY, G., *(In,Al)N-based blue microcavity lasers*, Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2013.
- [Dad00] DADGAR, A., BLÄSING, J., DIEZ, A., ALAM, A., HEUKEN, M. und KROST, A., Japanese Journal of Applied Physics **39**, L1183, 2000.
- [Dad04] DADGAR, A., CLOS, R., STRASSBURGER, G., SCHULZE, F., VEIT, P., HEMPEL, T., BLÄSING, J., KRITSCHIL, A., DAUMILLER, I., KUNZE, M., KALUZA, A., MODLICH, A., KAMP, M., DIEZ, A., CHRISTEN, J. und KROST, A., *Strains and Stresses in Heteroepitaxy - Sources and control*, in B. KRAMER, Hg., *Advances in Solid State Physics, Band 44*, 313, Springer, 2004.

-
- [Dad05] DADGAR, A., NEUBURGER, M., SCHULZE, F., BLÄSING, J., KRITSCHIL, A., DAUMILLER, I., KUNZE, M., GÜNTHER, K.M., WITTE, H., DIEZ, A., KOHN, E. und KROST, A., *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science* **202**, 832, 2005.
- [Dad11] DADGAR, A., BLÄSING, J., DIEZ, A. und KROST, A., *Applied Physics Express* **4**, 011001, 2011.
- [Dad15] DADGAR, A., *physica status solidi (b)* **252**, 1063, 2015.
- [Dau97] DAUDIN, B. und WIDMANN, F., *Journal of Crystal Growth* **182**, 1, 1997.
- [Dem09] DEMANGEOT, F., SIMEONOV, D., DUSSAIGNE, A., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *physica status solidi (c)* **6**, S598, 2009.
- [Des13] DESHPANDE, S., DAS, A. und BHATTACHARYA, P., *Applied Physics Letters* **102 (16)**, 161114, 2013.
- [Des14] DESHPANDE, S., FROST, T., HAZARI, A. und BHATTACHARYA, P., *Applied Physics Letters* **105 (14)**, 141109, 2014.
- [Det17] DETCHPROHM, T., LIU, Y.S., MEHTA, K., WANG, S., XIE, H., KAO, T.T., SHEN, S.C., YODER, P.D., PONCE, F.A. und DUPUIS, R.D., *Applied Physics Letters* **110 (1)**, 011105, 2017.
- [Dev16] DEVEAUD, B., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 029701, 2016.
- [Dir27] DIRAC, P.A.M., *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **114**, 243, 1927.
- [Dor05] DORSAZ, J., CARLIN, J.F., GRADECAK, S. und ILEGEMS, M., *Journal of Applied Physics* **97**, 084505, 2005.
- [Fab15] FABIEN, C.A., GUNNING, B.P., DOOLITTLE, W.A., FISCHER, A.M., WEI, Y.O., XIE, H. und PONCE, F.A., *Journal of Crystal Growth* **425**, 115, 2015.
- [Fau08] FAURE, S., GUILLET, T., LEFEBVRE, P., BRETAGNON, T. und GIL, B., *Phys. Rev. B* **78**, 235323, 2008.
- [Fed03] FEDLER, F., KLAUSING, H., HAUENSTEIN, R., PONCE, A., MOLINA, S., SEMCHINOVA, O., ADERHOLD, J. und GRAUL, J., *physica status solidi (c)* **0**, 258, 2003.
- [Fel06a] FELTIN, E., CARLIN, J.F., DORSAZ, J., CHRISTMANN, G., BUTTÉ, R., LAÜGT, M., ILEGEMS, M. und GRANDJEAN, N., *Applied Physics Letters* **88**, 051108, 2006.
- [Fel06b] FELTIN, E., CHRISTMANN, G., BUTTÉ, R., CARLIN, J.F., MOSCA, M. und GRANDJEAN, N., *Applied Physics Letters* **89**, 071107, 2006.

- [Fel07a] FELTIN, E., CHRISTMANN, G., DORSAZ, J., CASTIGLIA, A., CARLIN, J.F., BUTTÉ, R., GRANDJEAN, N., CHRISTOPOULOS, S., BALDASSARRI, G., HOGERTHAL, H.V., GRUNDY, A.J.D., LAGOUidakis, P.G. und BAUMBERG, J.J., *Electronics Letters* **43**, 924, 2007.
- [Fel07b] FELTIN, E., SIMEONOV, D., CARLIN, J.F., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *Applied Physics Letters* **90**, 021905, 2007.
- [Fen10] FENG, W., LIRONG, H., BO, J., LIANGZHU, T., WEI, X. und DEMING, L., *Journal of Semiconductors* **31**, 094010, 2010.
- [Fen14] FENEBERG, M., OSTERBURG, S., LANGE, K., LIDIG, C., GARKE, B., GOLDHAHN, R., RICHTER, E., NETZEL, C., NEUMANN, M.D., ESSER, N., FRITZE, S., WITTE, H., BLÄSING, J., DADGAR, A. und KROST, A., *Phys. Rev. B* **90**, 075203, 2014.
- [Fle03] FLECK, N., ASHBY, M. und HUTCHINSON, J., *Scripta Materialia* **48**, 179, 2003.
- [For11] FORGHANI, K., KLEIN, M., LIPSKI, F., SCHWAIGER, S., HERTKORN, J., LEUTE, R., SCHOLZ, F., FENEBERG, M., NEUSCHL, B., THONKE, K., KLEIN, O., KAISER, U., GUTT, R. und PASSOW, T., *Journal of Crystal Growth* **315**, 216, 2011.
- [For12] FORGHANI, K., SCHADE, L., SCHWARZ, U.T., LIPSKI, F., KLEIN, O., KAISER, U. und SCHOLZ, F., *Journal of Applied Physics* **112**, 093102, 2012.
- [Fra13] FRANKE, A., *Licht-Materie-Wechselwirkung in nitridischen Mikrokavitäten*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2013.
- [Fra16] FRANKE, A., HOFFMANN, M.P., HERNANDEZ-BALDERRAMA, L., KAESS, F., BRYAN, I., WASHIYAMA, S., BOBEA, M., TWEEDIE, J., KIRSTE, R., GERHOLD, M., COLLAZO, R. und SITAR, Z., *Proc. SPIE* **9748**, 97481G, 2016.
- [Fre07] FREITAS, J.A., ROWLAND, L.B., KIM, J. und FATEMI, M., *Applied Physics Letters* **90**, 091910, 2007.
- [Fre09] FREEMAN, M., CHAMPION, M. und MADHAVAN, S., *Opt. Photon. News* **20**, 28, 2009.
- [Fre16] FREYTAG, S., FENEBERG, M., BERGER, C., BLÄSING, J., DADGAR, A., CALLSEN, G., NIPPERT, F., HOFFMANN, A., BOKOV, P.Y. und GOLDHAHN, R., *Journal of Applied Physics* **120**, 015703, 2016.
- [Fri12a] FRITZE, S., DADGAR, A., WITTE, H., BÜGLER, M., ROHRBECK, A., BLÄSING, J., HOFFMANN, A. und KROST, A., *Applied Physics Letters* **100**, 122104, 2012.
- [Fri12b] FRITZE, S., DRECHSEL, P., STAUSS, P., RODE, P., MARKURT, T., SCHULZ, T., ALBRECHT, M., BLÄSING, J., DADGAR, A. und KROST, A., *Journal of Applied Physics* **111**, 124505, 2012.

- [Fri14] FRITZE, S., *Wachstumsoptimierung und Charakterisierung von MOVPE-basierten GaN Pufferstrukturen auf Si(111) Substraten*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2014.
- [Fuj04] FUJIMORI, T., IMAI, H., WAKAHARA, A., OKADA, H., YOSHIDA, A., SHIBATA, T. und TANAKA, M., *Journal of Crystal Growth* **272**, 381, 2004.
- [Fur16] FURUTA, T., MATSUI, K., HORIKAWA, K., IKEYAMA, K., KOZUKA, Y., YOSHIDA, S., AKAGI, T., TAKEUCHI, T., KAMIYAMA, S., IWAYA, M. und AKASAKI, I., *Japanese Journal of Applied Physics* **55**, 05FJ11, 2016.
- [Gac13] GACEVIĆ, Z., ROSSBACH, G., BUTTÉ, R., RÉVERET, F., GLAUSER, M., LEVRAT, J., COSENDEY, G., CARLIN, J.F., GRANDJEAN, N. und CALLEJA, E., *Journal of Applied Physics* **114**, 233102, 2013.
- [Gad07] GADANECZ, A., BLÄSING, J., DADGAR, A., HUMS, C. und KROST, A., *Applied Physics Letters* **90**, 221906, 2007.
- [Gla14a] GLAUSER, M., *InGaN alloys and heterostructures: impact of localization effects on light-matter interaction in planar microcavities*, Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2014.
- [Gla14b] GLAUSER, M., MOUNIR, C., ROSSBACH, G., FELTIN, E., CARLIN, J.F., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *Journal of Applied Physics* **115**, 23351, 2014.
- [Gol07] GOLDHAHN, R., BUCHHEIM, C., SCHLEY, P., WINZER, A.T. und WENZEL, H., *Optical Constants of Bulk Nitrides*, 95, Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, 2007.
- [Gra96] GRANDJEAN, N., MASSIES, J. und LEROUX, M., *Phys. Rev. B* **53**, 998, 1996.
- [Gsc15] GSCHREY, M., THOMA, A., SCHNAUBER, P., SEIFRIED, M., SCHMIDT, R., WOHLFEIL, B., KRÜ, L., HEINDEL, T., BURGER, S., SCHMIDT, F., STRITTMATTER, A., RODT, S. und REITZENSTEIN, S., *Nature Communications* **6**, 7662, 2015.
- [Göt96] GÖTZ, W., JOHNSON, N.M., WALKER, J., BOUR, D.P. und STREET, R.A., *Applied Physics Letters* **68**, 667, 1996.
- [Ham16a] HAMAGUCHI, T., *Compound Semiconductor* **22**, 30, 2016.
- [Ham16b] HAMAGUCHI, T., FUUTAGAWA, N., IZUMI, S., MURAYAMA, M. und NARUI, H., *physica status solidi (a)* **213**, 1170, 2016.
- [Han05] HANGLEITER, A., HITZEL, F., NETZEL, C., FUHRMANN, D., ROSSOW, U., ADE, G. und HINZE, P., *Physical Review Letters* **127402**, 127402, 2005.
- [Hig08] HIGUCHI, Y., OMAE, K., MATSUMURA, H. und MUKAI, T., *Applied Physics Express* **1**, 1211021, 2008.

- [Hir97] HIRAMATSU, K., KAWAGUCHI, Y., SHIMIZU, M., SAWAKI, N., ZHELEVA, T., DAVIS, R.F., TSUDA, H., TAKI, W., KUWANO, N. und OKI, K., MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **2**, 6, 1997.
- [Hol12] HOLDER, C., SPECK, J.S., DENBAARS, S.P., NAKAMURA, S. und FEEZELL, D., Applied Physics Express **5**, 092104, 2012.
- [Hol14] HOLMES, M.J., CHOI, K., KAKO, S., ARITA, M. und ARAKAWA, Y., Nano Letters **14**, 982, 2014.
- [Hua06] HUANG, G.S., LU, T.C., YAO, H.H., KUO, H.C., WANG, S.C., LIN, C.W. und CHANG, L., Applied Physics Letters **88**, 061904, 2006.
- [Hum12] HUMS, C., *MOVPE Wachstum und Eigenschaften von AlIn(Ga)N Schichten und Schichtsystemen*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2012.
- [Iga88] IGA, K., KOYAMA, F. und KINOSHITA, S., IEEE Journal of Quantum Electronics **24**, 1845, 1988.
- [Ike16] IKEYAMA, K., KOZUKA, Y., MATSUI, K., YOSHIDA, S., AKAGI, T., AKATSUKA, Y., KOIDE, N., TAKEUCHI, T., KAMIYAMA, S., IWAYA, M. und AKASAKI, I., Applied Physics Express **9**, 102101, 2016.
- [Ima96] IMAMOGLU, A., RAM, R.J., PAU, S. und YAMAMOTO, Y., Phys. Rev. A **53**, 4250, 1996.
- [Jas03] JASINSKI, J., LILIENTAL-WEBER, Z., PADUANO, Q.S. und WEYBURN, D.W., Applied Physics Letters **83**, 2811, 2003.
- [Jeo01] JEON, S.R., SONG, Y.H., JANG, H.J., YANG, G.M., HWANG, S.W. und SON, S.J., Applied Physics Letters **78** (1), 3265, 2001.
- [Ji08] JI, X.L., JIANG, R.L., LIU, B., XIE, Z.L., ZHOU, J.J., LI, L., HAN, P., ZHANG, R., ZHENG, Y.D. und ZHENG, J.G., Physica Status Solidi a-Applications and Materials Science **205**, 1572, 2008.
- [Jia01] JIANG, H.X., JIN, S.X., LI, J., SHAKYA, J. und LIN, J.Y., Applied Physics Letters **78** (9), 1303–1305, 2001.
- [Jur13] JURCZAK, G., YOUNG, T.D. und DŁUŻEWSKI, P., physica status solidi (c) **10**, 97, 2013.
- [Kak02] KAKO, S., SOMEYA, T. und ARAKAWA, Y., Applied Physics Letters **80**, 722, 2002.
- [Kak06] KAKO, S., SANTORINI, C., HOSHINO, K., GÖTZINGER, S., YAMAMOTO, Y. und ARAKAWA, Y., Nature Materials **5**, 887, 2006.
- [Kak14] KAKO, S., HOLMES, M., SERGENT, S., BÜRGER, M., AS, D.J. und ARAKAWA, Y., Applied Physics Letters **104** (1), 011101, 2014.

- [Kal11] KALOSHA, V.P., POSILOVIC, K., KETTLER, T., SHCHUKIN, V.A., LEDENTSOV, N.N. und BIMBERG, D., *Semiconductor Science and Technology* **26**, 75014, 2011.
- [Kao05] KAO, C.C., PENG, Y.C., YAO, H.H., TSAI, J.Y., CHANG, Y.H., CHU, J.T., HUANG, H.W., KAO, T.T., LU, T.C., KUO, H.C., WANG, S.C. und LIN, C.F., *Applied Physics Letters* **87**, 081105, 2005.
- [Kas06] KASPRZAK, J., RICHARD, M., KUNDERMANN, S., BAAS, A., JEAMBRUN, P., KEELING, J.M.J., MARCHETTI, F.M., SZYMAŃSKA, M.H., ANDRÉ, R., STAEHLI, J.L., SAVONA, V., LITTLEWOOD, P.B., DEVEAUD, B. und DANG, L.S., *Nature* **443**, 409, 2006.
- [Kau00] KAUFMANN, U., SCHLOTTER, P., OBLOH, H., KÖHLER, K. und MAIER, M., *Phys. Rev. B* **62**, 10867, 2000.
- [Kav11] KAVOKIN, A.V., BAUMBERG, J.J., MALPUECH, G. und LAUSSY, F.P., *Microcavities*, Oxford Science Publications, 2011.
- [Kaw97] KAWASHIMA, T., YOSHIKAWA, H., ADACHI, S., FUKE, S. und OHTSUKA, K., *Journal of Applied Physics* **82**, 3528, 1997.
- [Kha08] KHAN, A., BALAKRISHNAN, K. und KATONA, T., *Nature Photonics* **2**, 77, 2008.
- [Kin14] KINDEL, C., CALLSEN, G., KAKO, S., KAWANO, T., OISHI, H., HÖNIG, G., SCHLIWA, A., HOFFMANN, A. und ARAKAWA, Y., *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters* **8**, 408, 2014.
- [Kis96] KISIELOWSKI, C., KRÜGER, J., RUVIMOV, S., SUSKI, T., AGER, J.W., JONES, E., LILIENTAL-WEBER, Z., RUBIN, M., WEBER, E.R., BREMSER, M.D. und DAVIS, R.F., *Phys. Rev. B* **54**, 17745, 1996.
- [Kna04] KNAPPE, S., SHAH, V., SCHWINDT, P.D.D., HOLLBERG, L., KITCHING, J., LIEW, L.A. und MORELAND, J., *Applied Physics Letters* **85**, 1460, 2004.
- [Kna09] KNAUER, A., BRUNNER, F., KOLBE, T., KÜLLER, V., RODRIGUEZ, H., EINFELDT, S., WEYERS, M. und KNEISSL, M., *Proceedings of SPIE* **7231**, 72310G, 2009.
- [Kne11] KNEISSL, M., KOLBE, T., CHUA, C., KUELLER, V., LOBO, N., STELLMACH, J., KNAUER, A., RODRIGUEZ, H., EINFELDT, S., YANG, Z., JOHNSON, N.M. und WEYERS, M., *Semiconductor Science and Technology* **26**, 014036, 2011.
- [Koy89] KOYAMA, F., KINOSHITA, S. und IGA, K., *Applied Physics Letters* **55**, 221, 1989.
- [Kre99] KRESTNIKOV, I.L., LUNDIN, W.V., SAKHAROV, A.V., SEMENOV, V.A., USIKOV, A.S., TSATSUL'NIKOV, A.F., ALFEROV, Z.I., LEDENTSOV, N.N., HOFFMANN, A. und BIMBERG, D., *Applied Physics Letters* **75**, 1192, 1999.

- [Kre12] KREMLING, S., TESSAREK, C., DARTSCH, H., FIGGE, S., HÖFLING, S., WORSCHER, L., KRUSE, C., HOMMEL, D. und FORCHEL, A., *Applied Physics Letters* **100** (6), 061115, 2012.
- [Kro95] KROST, A., BAUER, G. und WOITOK, J., *High resolution X-ray diffraction*, in G. BAUER und W. RICHTER, Hg., *Optical characterization of epitaxial semiconductor layers*, 287, Springer, 1995.
- [Kro02] KROST, A. und DADGAR, A., *Materials Science and Engineering: B* **93**, 77, 2002.
- [Kro04] KROST, A., DADGAR, A., BLÄSING, J., DIEZ, A., HEMPEL, T., PETZOLD, S., CHRISTEN, J. und CLOS, R., *Applied Physics Letters* **85**, 3441, 2004.
- [Kro05] KROST, A., DADGAR, A., SCHULZE, F., BLÄSING, J., STRASSBURGER, G., CLOS, R., DIEZ, A., VEIT, P., HEMPEL, T. und CHRISTEN, J., *Journal of Crystal Growth* **275**, 209, 2005.
- [Kro09] KROST, A. und BLÄSING, J., *Materials Science and Engineering: A* **524**, 82, 2009.
- [Lah99] LAHRÈCHE, H., VENNÉGUÈS, P., BEAUMONT, B. und GIBART, P., *Journal of Crystal Growth* **205**, 245, 1999.
- [Law01] LAWS, G.M., LARKINS, E.C., HARRISON, I., MOLLOY, C. und SOMERFORD, D., *Journal of Applied Physics* **89**, 1108, 2001.
- [Led02] LEDENTSOV, N.N. und SHCHUKIN, V.A., *Optical Engineering* **41**, 3193, 2002.
- [Lee99] LEE, S.R., WRIGHT, A.F., CRAWFORD, M.H., PETERSEN, G.A., HAN, J. und BIEFELD, R.M., *Applied Physics Letters* **74**, 3344, 1999.
- [Lee16] LEE, K.H., ASADIRAD, M., SHERVIN, S., OH, S.K., OH, J.T., SONG, J.O., MOON, Y.T. und RYOU, J.H., *IEEE Photonics Technology Letters* **28**, 1956, 2016.
- [Lef01] LEFEBVRE, P., MOREL, A., GALLART, M., TALIERCIO, T., ALLÈGRE, J., GIL, B., MATHIEU, H., DAMILANO, B., GRANDJEAN, N. und MASSIES, J., *Applied Physics Letters* **78**, 1252, 2001.
- [Leo15] LEONARD, J.T., YOUNG, E.C., YONKEE, B.P., COHEN, D.A., MARGALITH, T., DENBAARS, S.P., SPECK, J.S. und NAKAMURA, S., *Applied Physics Letters* **107**, 091105, 2015.
- [Ler98] LEROUX, M., GRANDJEAN, N., LAÜGT, M., MASSIES, J., GIL, B., LEFEBVRE, P. und BIGENWALD, P., *Phys. Rev. B* **58**, R13371, 1998.
- [Les95] LESTER, S.D., PONCE, F.A., CRAWFORD, M.G. und STEIGERWALD, D.A., *Applied Physics Letters* **66**, 1249, 1995.

- [Les96] LESZCZYNSKI, M., TEISSEYRE, H., SUSKI, T., GRZEGORY, I., BOCKOWSKI, M., JUN, J., POROWSKI, S., PAKULA, K., BARANOWSKI, J.M., FOXON, C.T. und CHENG, T.S., *Applied Physics Letters* **69**, 73, 1996.
- [Les14] LESNIK, A., BLÄSING, J., HENNIG, J., DADGAR, A. und KROST, A., *Journal of Physics D: Applied Physics* **47**, 355106, 2014.
- [Lev09] LEVRAT, J., BUTTÉ, R., CHRISTMANN, G., FELTIN, E., CARLIN, J.F. und GRANDJEAN, N., *physica status solidi (c)* **6**, 2820, 2009.
- [Liu02] LIU, L. und EDGAR, J., *Materials Science and Engineering: R: Reports* **37**, 61, 2002.
- [Liu11] LIU, B., ZHANG, R., ZHENG, J.G., JI, X.L., FU, D.Y., XIE, Z.L., CHEN, D.J., CHEN, P., JIANG, R.L. und ZHENG, Y.D., *Applied Physics Letters* **98**, 10, 2011.
- [Liu14] LIU, W.J., HU, X.L., YING, L.Y., ZHANG, J.Y. und ZHANG, B.P., *Applied Physics Letters* **104**, 251116, 2014.
- [Lu08] LU, T.C., KAO, C.C., KUO, H.C., HUANG, G.S. und WANG, S.C., *Applied Physics Letters* **92**, 141102, 2008.
- [Lu09] LU, T.C., CHEN, J.R., CHEN, S.W., KUO, H.C., KUO, C.C., LEE, C.C. und WANG, S.C., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 850, 2009.
- [Lu10] LU, T.C., CHEN, S.W., WU, T.T., TU, P.M., CHEN, C.K., CHEN, C.H., LI, Z.Y., KUO, H.C. und WANG, S.C., *Applied Physics Letters* **97**, 2010, 2010.
- [Lu14] LU, H.H., LIN, Y.P., WU, P.Y., CHEN, C.Y., CHEN, M.C. und JHANG, T.W., *Opt. Express* **22**, 3468, 2014.
- [Mar98] MARCHAND, H., IBBETSON, J., FINI, P.T., KOZODOY, P., KELLER, S., DENBAARS, S., SPECK, J.S. und MISHRA, U.K., *MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research* **3**, 3, 1998.
- [Mar99] MARTIN, R.W., MIDDLETON, P.G., O'DONNELL, K.P. und DER STRICHT, W.V., *Applied Physics Letters* **74**, 263, 1999.
- [Mar13] MARKURT, T., LYMPERAKIS, L., NEUGEBAUER, J., DRECHSEL, P., STAUSS, P., SCHULZ, T., REMMELE, T., GRILLO, V., ROTUNNO, E. und ALBRECHT, M., *Physical Review Letters* **110**, 036103, 2013.
- [Mat74] MATTHEWS, J.W. und BLAKESLEE, A.E., *Journal of Crystal Growth* **27**, 118, 1974.
- [Max05] MAXIMOV, M.V., SHERNYAKOV, Y.M., NOVIKOV, I.I., KUZNETSOV, S.M., KARACHINSKY, L.Y., GORDEEV, N.Y., KALOSHA, V.P., SHCHUKIN, V.A. und LEDENTSOV, N.N., *IEEE Journal of Quantum Electronics* **41**, 1341, 2005.

- [McK12] MCKENDRY, J.J.D., MASSOUBRE, D., ZHANG, S., RAE, B.R., GREEN, R.P., GU, E., HENDERSON, R.K., KELLY, A.E. und DAWSON, M.D., *Journal of Lightwave Technology* **30**, 61, 2012.
- [Met98] METZGER, T., HÖPLER, R., BORN, E., AMBACHER, O., STUTZMANN, M., STÖMMER, R., SCHUSTER, M., GÖBEL, H., CHRISTIANSEN, S., ALBRECHT, M. und STRUNK, H.P., *Philosophical Magazine A* **77**, 1013, 1998.
- [Mia13] MIAH, M.J., AL-SAMANEH, A., KERN, A., WAHL, D., DEBERNARDI, P. und MICHALZIK, R., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **19**, 1701410, 2013.
- [Mic00] MICHLER, P., KIRAZ, A., BECHER, C., SCHOENFELD, W.V., PETROFF, P.M., ZHANG, L., HU, E. und IMAMOGLU, A., *Science* **290**, 2282, 2000.
- [Mic13] MICHALZIK, R., *VCSELS - Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, Springer, 2013.
- [Mil84] MILLER, D.A.B., CHEMLA, D.S., DAMEN, T.C., GOSSARD, A.C., WIEGMANN, W., WOOD, T.H. und BURRUS, C.A., *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2173, 1984.
- [Mis02] MISHRA, U.K., PARIKH, P. und WU, Y.F., *Proceedings of the IEEE* **90**, 1022, 2002.
- [Mit07] MITROFANOV, O., SCHMILT, S., MANFRA, M.J., SIEGRIST, T., WEIMANN, N.G., SERGENT, A.M. und MOLNAR, R.J., *Proc. SPIE* **6473**, 64731G, 2007.
- [Miz86] MIZUTA, M., FUJIEDA, S., MATSUMOTO, Y. und KAWAMURA, T., *Japanese Journal of Applied Physics* **25**, L945, 1986.
- [Moe06] MOE, C.G., WU, Y., PIPREK, J., KELLER, S., SPECK, J.S., DENBAARS, S.P. und EMERSON, D., *physica status solidi (a)* **203**, 1915, 2006.
- [Mor09a] MORAM, M. und VICKERS, M., *Reports on Progress in Physics* **72**, 036502, 2009.
- [Mor09b] MORKOC, H., *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2009.
- [Mos54] MOSS, T.S., *Proceedings of the Physical Society. Section B* **67**, 775, 1954.
- [Nak92] NAKAMURA, S., MUKAI, T. und SENOH, M., *Japanese Journal of Applied Physics* **31**, 2883, 1992.
- [Nak94] NAKAMURA, S., MUKAI, T. und SENOH, M., *Applied Physics Letters* **64**, 1687, 1994.
- [Nak96] NAKAMURA, S., SENOH, M., ICHI NAGAHAMA, S., IWASA, N., YAMADA, T., MATSUSHITA, T., KIYOKU, H. und SUGIMOTO, Y., *Japanese Journal of Applied Physics* **35**, L74, 1996.

- [Nak97] NAKAMURA, S., SENOH, M., NAGAHAMA, S.I., IWASA, N., YAMADA, T., MATSUSHITA, T., SUGIMOTO, Y. und KIYOKU, H., Applied Physics Letters **70**, 868, 1997.
- [Nak98] NAKAMURA, S., Science **281**, 956, 1998.
- [Nak13] NAKAMURA, S. und KRAMES, M.R., Proceedings of the IEEE **101**, 2211, 2013.
- [Nam06] NAM, O.H., HA, K.H., RYU, H.Y., LEE, S.N., CHANG, T.H., CHOI, K.K., SON, J.K., CHAE, J.H., CHAE, S.H., PAEK, H.S., SUNG, Y.J., SAKONG, T., KIM, H.G., KIM, H.S., KIM, Y.H. und PARK, Y.J., Proc. SPIE **6133**, 61330N, 2006.
- [Nar10] NARUKAWA, Y., ICHIKAWA, M., SANGA, D., SANO, M. und MUKAI, T., Journal of Physics D: Applied Physics **43**, 354002, 2010.
- [Ng00] NG, H.M., MOUSTAKAS, T.D. und CHU, S.N.G., Applied Physics Letters **76**, 2818, 2000.
- [Oni12] ONISHI, T., IMAFUJI, O., NAGAMATSU, K., KAWAGUCHI, M., YAMANAKA, K. und TAKIGAWA, S., IEEE Journal of Quantum Electronics **48**, 1107, 2012.
- [Ost12] OSTERBURG, S., *Untersuchung des Einflusses der Dotierung auf die optischen Eigenschaften von GaN und AlGaIn*, Diplomarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2012.
- [Pal06] PALACIOS, T., SUH, C.S., CHAKRABORTY, A., KELLER, S., DENBAARS, S.P. und MISHRA, U.K., IEEE Electron Device Letters **27**, 428, 2006.
- [Par03a] PARK, S.H., PARK, S.H., PARK, S.H., PARK, S.H., AHN, D., KOO, B.H., PARK, S.H., AHN, D. und LEE, Y.T., Japanese Journal of Applied Physics **42**, L170, 2003.
- [Par03b] PARK, S.H., KIM, J., JEON, H., SAKONG, T., LEE, S.N., CHAE, S., PARK, Y., JEONG, C.H., YEOM, G.Y. und CHO, Y.H., Applied Physics Letters **83**, 2121, 2003.
- [Pie04] PIETSCH, U., HOLÝ, V. und BAUMBACH, T., *High-Resolution X-Ray Scattering*, Springer, 2004.
- [PM13] PERILLAT-MERCEROZ, G., COSENDEY, G., CARLIN, J.F., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., Journal of Applied Physics **113**, 063506, 2013.
- [Poh08] POHER, V., GROSSMAN, N., KENNEDY, G.T., NIKOLIC, K., ZHANG, H.X., GONG, Z., DRAKAKIS, E.M., GU, E., DAWSON, M.D., FRENCH, P.M.W., DEGENAAR, P. und NEIL, M.A.A., Journal of Physics D: Applied Physics **41** (9), 094014, 2008.
- [Pon96] PONCE, F.A., BOUR, D.P., YOUNG, W.T., SAUNDERS, M. und STEEDS, J.W., Applied Physics Letters **69**, 337, 1996.

- [Pos08] POSILOVIC, K., KETTLER, T., SHCHUKIN, V.A., LEDENTSOV, N.N., POHL, U.W., BIMBERG, D., FRICKE, J., GINOLAS, A., ERBERT, G., TRÄNKLE, G., JÖNSSON, J. und WEYERS, M., Applied Physics Letters **93**, 221102, 2008.
- [Pur46] PURCELL, E.M., Phys. Rev. **69**, 681, 1946.
- [Rab37] RABI, I.I., Phys. Rev. **51**, 652, 1937.
- [Ram98] RAMVALL, P., TANAKA, S., NOMURA, S., RIBLET, P. und AOYAGI, Y., Applied Physics Letters **73**, 1104, 1998.
- [Red96] REDWING, J.M., LOEBER, D.A.S., ANDERSON, N.G., TISCHLER, M.A. und FLYNN, J.S., Applied Physics Letters **69**, 1, 1996.
- [Rei98] REIMANN, K., STEUBE, M., FRÖHLICH, D. und CLARKE, S., Journal of Crystal Growth **189–190**, 652, 1998.
- [Res05] RESHCHIKOV, M.A. und MORKOÇ, H., Journal of Applied Physics **97**, 061301, 2005.
- [Rev10] REVERET, F., BEJTKA, K., EDWARDS, P.R., CHENOT, S., SELLERS, I.R., DISSEIX, P., VASSON, A., LEYMARIE, J., DUBOZ, J.Y., LEROUX, M., SEMOND, F. und MARTIN, R.W., Journal of Applied Physics **108**, 043524, 2010.
- [Ric05] RICHTER, E., HENNIG, C., WEYERS, M., HABEL, F., TSAY, J.D., LIU, W.Y., BRÜCKNER, P., SCHOLZ, F., MAKAROV, Y., SEGAL, A. und KAEPPELER, J., Journal of Crystal Growth **277**, 6, 2005.
- [Ric16] RICHTER, E., HAGEDORN, S., KNAUER, A. und WEYERS, M., *Vapor Phase Epitaxy of AlGa_N Base Layers on Sapphire Substrates for Nitride-Based UV-Light Emitters*, in M. KNEISSL und J. RASS, Hg., *III-Nitride Ultraviolet Emitters: Technology and Applications*, Springer, 2016.
- [Rie06] RIEMANN, T., HEMPEL, T., CHRISTEN, J., VEIT, P., CLOS, R., DADGAR, A., KROST, A., HABOECK, U. und HOFFMANN, A., Journal of Applied Physics **99**, 123518, 2006.
- [RM00] RAMANA MURTY, M.V., FINI, P., STEPHENSON, G.B., THOMPSON, C., EASTMAN, J.A., MUNKHOLM, A., AUCIELLO, O., JOTHILINGAM, R., DENBAARS, S.P. und SPECK, J.S., Phys. Rev. B **62**, R10661, 2000.
- [Rod12] RODAK, L.E., PEACOCK, J., JUSTICE, J. und KORAKAKIS, D., MRS Proceedings **1396**, 2012.
- [Rol06] ROL, F., GAYRAL, B., FOUNTA, S., DAUDIN, B., EYMERY, J., GÉRARD, J.M., MARIETTE, H., DANG, L.S. und PEYRADE, D., physica status solidi (b) **243**, 1652, 2006.
- [Rom99] ROMANO, L., DE WALLE, C.V., KRUSOR, B., LAU, R., HO, J., SCHMIDT, T., III, J.A., GÖTZ, W. und KERN, R., Physica B: Condensed Matter **273–274**, 50, 1999.

- [Ros03] ROSENAUER, A., *Transmission Electron Microscopy of Semiconductor Nanostructures: Analysis of Composition and Strain State*, Springer, 2003.
- [Ros13] ROSSOW, U., KRUSE, A., JÖNEN, H., HOFFMANN, L., KETZER, F., LANGER, T., BUSS, R., BREMERS, H., HANGLEITER, A., MEHRTENS, T., SCHOWALTER, M. und ROSENAUER, A., *Journal of Crystal Growth* **370**, 105, 2013.
- [Rou99] ROUVIÈRE, J.L., SIMON, J., PELEKANOS, N., DAUDIN, B. und FEUILLET, G., *Applied Physics Letters* **75**, 2632, 1999.
- [Sad09] SADLER, T.C., KAPPERS, M.J. und OLIVER, R.A., *physica status solidi (c)* **6**, S666, 2009.
- [Sag05] SAGAR, A., FEENSTRA, R.M., INOKI, C.K., KUAN, T.S., FU, Y., MOON, Y.T., YUN, F. und MORKOÇ, H., *physica status solidi (a)* **202**, 722, 2005.
- [Sak10] SAKALAUSKAS, E., BEHMENBURG, H., HUMS, C., SCHLEY, P., ROSSBACH, G., GIESEN, C., HEUKEN, M., KALISCH, H., JANSEN, R.H., BLÄSING, J., DADGAR, A., KROST, A. und GOLDHAHN, R., *Journal of Physics D: Applied Physics* **43**, 365102, 2010.
- [Sak11] SAKALAUSKAS, E., BEHMENBURG, H., SCHLEY, P., GOBSCH, G., GIESEN, C., KALISCH, H., JANSEN, R.H., HEUKEN, M. und GOLDHAHN, R., *physica status solidi (a)* **208**, 1517, 2011.
- [San05] SANFORD, N.A., MUNKHOLM, A., KRAMES, M.R., SHAPIRO, A., LEVIN, I., DAVYDOV, A.V., SAYAN, S., WIELUNSKI, L.S. und MADEY, T.E., *physica status solidi (c)* **2**, 2783, 2005.
- [Sav95] SAVONA, V., ANDREANI, L., SCHWENDIMANN, P. und QUATTROPANI, A., *Solid State Communications* **93**, 733, 1995.
- [Sch92] SCHUBERT, E.F., WANG, Y., CHO, A.Y., TU, L. und ZYDZIK, G.J., *Applied Physics Letters* **60**, 921, 1992.
- [Sch96] SCHUBERT, E.F., HUNT, N.E.J., MALIK, R.J., MICOVIC, M. und MILLER, D.L., *Journal of Lightwave Technology* **14**, 1721, 1996.
- [Sch97] SCHLOTTER, P., SCHMIDT, R. und SCHNEIDER, J., *Applied Physics A* **64**, 417, 1997.
- [Sch14] SCHMIDT, G., MÜLLER, M., VEIT, P., BERTRAM, F., CHRISTEN, J., GLAUSER, M., CARLIN, J.F., COSENDEY, G., BUTTÉ, R. und GRANDJEAN, N., *Applied Physics Letters* **105**, 032101, 2014.
- [Sch15] SCHMIDT, G., BERGER, C., VEIT, P., METZNER, S., BERTRAM, F., BLÄSING, J., DADGAR, A., STRITTMATTER, A., CHRISTEN, J., CALLSEN, G., KALINOWSKI, S. und HOFFMANN, A., *Applied Physics Letters* **106**, 252101, 2015.

- [Sch16] SCHMIDT, G., VEIT, P., BERGER, C., BERTRAM, F., DADGAR, A., STRITTMATTER, A. und CHRISTEN, J., *Japanese Journal of Applied Physics* **55**, 05FF04, 2016.
- [Sch17] SCHMIDT, G., *Optische Nanocharakterisierung GaN-basierter Quantenstrukturen für Mikrokavitäten*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2017.
- [Sem01] SEMOND, F., ANTOINE-VINCENT, N., SCHNELL, N., MALPUECH, G., LEROUX, M., MASSIES, J., DISSEIX, P., LEYMARIE, J. und VASSON, A., *physica status solidi (a)* **183**, 163, 2001.
- [Ser07] SERKLAND, D.K., GEIB, K.M., PEAKE, G.M., LUTWAK, R., RASHED, A., VARGHESE, M., TEPOLT, G. und PROUTY, M., *Proc. SPIE* **6484**, 648406, 2007.
- [Ser13] SERGENT, S., KAKO, S., BÜRGER, M., AS, D.J. und ARAKAWA, Y., *Applied Physics Letters* **103** (15), 151109, 2013.
- [Sha04] SHAW, A.J., BRADLEY, A.L., DONEGAN, J.F. und LUNNEY, J.G., *IEEE Photonics Technology Letters* **16**, 2006–2008, 2004.
- [Shi98] SHIRASAWA, T., MOCHIDA, N., INOUE, A., HONDA, T., SAKAGUCHI, T., KOYAMA, F. und IGA, K., *Journal of Crystal Growth* **189–190**, 124, 1998.
- [Sit91] SITAR, Z., PAISLEY, M., YAN, B., DAVIS, R., RUAN, J. und CHOYKE, J., *Thin Solid Films* **200**, 311, 1991.
- [Sko98] SKOLNICK, M.S., FISHER, T.A. und WHITTAKER, D.M., *Semiconductor Science and Technology* **13**, 645, 1998.
- [Sod79] SODA, H., ICHI IGA, K., KITAHARA, C. und SUEMATSU, Y., *Japanese Journal of Applied Physics* **18**, 2329, 1979.
- [Som98] SOMEYA, T. und ARAKAWA, Y., *Applied Physics Letters* **73**, 3653, 1998.
- [Som99] SOMEYA, T., WERNER, R., FORCHEL, A., CATALANO, M., CINGOLANI, R. und ARAKAWA, Y., *Science* **285**, 1905, 1999.
- [Sto09] STONEY, G.G., *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **82**, 172, 1909.
- [Str91] STRITE, S., RUAN, J., LI, Z., SALVADOR, A., CHEN, H., SMITH, D.J., CHOYKE, W.J. und MORKOÇ, H., *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* **9**, 1924, 1991.
- [Str03] STRASSBURG, M., HOFFMANN, A., HOLST, J., CHRISTEN, J., RIEMANN, T., BERTRAM, F. und FISCHER, P., *physica status solidi (c)* **0**, 1835, 2003.
- [Str12] STRITTMATTER, A., SCHLIWA, A., SCHULZE, J.H., GERMANN, T.D., DREISMANN, A., HITZEMANN, O., STOCK, E., OSTAPENKO, I.A., RODT, S.,

- UNRAU, W., POHL, U.W., HOFFMANN, A., BIMBERG, D. und HAISLER, V., Applied Physics Letters **100**, 093111, 2012.
- [Tao15] TAO, R., ARITA, M., KAKO, S., KAMIDE, K. und ARAKAWA, Y., Applied Physics Letters **107**, 101102, 2015.
- [Tre05] TREPKE, T., *The Dielectric Function of III-V Semiconductors at High temperatures*, Dissertation, Technische Universität Berlin, 2005.
- [Uso10] USOV, S.O., ZAVARIN, E.E., TSATSUL'NIKOV, A.F., LUNDIN, V.V., SAKHAROV, A.V., NIKOLAEV, A.E., SINITSYN, M.A., KRZYZHANOVSKAYA, N.V., TROSHKOV, S.I. und LEDENTSOV, N.N., Semiconductors **44**, 949–, 2010.
- [Vah03] VAHALA, K.J., Nature **424**, 839, 2003.
- [Van03] VAN DE WALLE, C., Physical Review B **68**, 165209, 2003.
- [Var67] VARSHNI, Y., Physica **34**, 149, 1967.
- [Vur03] VURGAFTMAN, I. und MEYER, J.R., Journal of Applied Physics **94**, 3675, 2003.
- [Wal01] WALDRIP, K.E., HAN, J., FIGIEL, J.J., ZHOU, H., MAKARONA, E. und NURMIKKO, A.V., Applied Physics Letters **78**, 3205, 2001.
- [Wan07] WANG, S.C., LU, T.C., KAO, C.C., CHU, J.T., HUANG, G.S., KUO, H.C., CHEN, S.W., KAO, T.T., CHEN, J.R. und LIN, L.F., Japanese Journal of Applied Physics **46**, 5397, 2007.
- [Wei92] WEISBUCH, C., NISHIOKA, M., ISHIKAWA, A. und ARAKAWA, Y., Phys. Rev. Lett. **69**, 3314, 1992.
- [Whi96] WHITTAKER, D.M., KINSLER, P., FISHER, T.A., SKOLNICK, M.S., ARMITAGE, A., AFSHAR, A.M., STURGE, M.D. und ROBERTS, J.S., Phys. Rev. Lett. **77**, 4792, 1996.
- [Wil01] WILMSEN, C.W. und TEMKIN, H., *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications*, Cambridge University Press, 2001.
- [Wu02] WU, J., WALUKIEWICZ, W., YU, K.M., III, J.W.A., HALLER, E.E., LU, H. und SCHAFF, W.J., Applied Physics Letters **80**, 4741, 2002.
- [Wu03] WU, J., WALUKIEWICZ, W., SHAN, W., YU, K.M., III, J.W.A., LI, S.X., HALLER, E.E., LU, H. und SCHAFF, W.J., Journal of Applied Physics **94**, 4457, 2003.
- [Xie99] XIE, M.H., SEUTTER, S.M., ZHU, W.K., ZHENG, L.X., WU, H. und TONG, S.Y., Phys. Rev. Lett. **82**, 2749, 1999.
- [Xie07] XIE, Z., ZHANG, R., LIU, B., JI, X., LI, L., LIU, C., JIANG, R., GONG, H., ZHAO, H., HAN, P., SHI, Y. und ZHENG, Y., Journal of Crystal Growth **298**, 691, 2007.

- [Xie11a] XIE, J., MITA, S., HUSSEY, L., RICE, A., TWEEDIE, J., LEBEAU, J., COLLAZO, R. und SITAR, Z., *Applied Physics Letters* **99**, 141916, 2011.
- [Xie11b] XIE, J., MITA, S., RICE, A., TWEEDIE, J., HUSSEY, L., COLLAZO, R. und SITAR, Z., *Applied Physics Letters* **98**, 202101, 2011.
- [Zha00] ZHANG, Y., SMORCHKOVA, I.P., ELSASS, C.R., KELLER, S., IBBETSON, J.P., DENBAARS, S., MISHRA, U.K. und SINGH, J., *Journal of Applied Physics* **87**, 7981, 2000.
- [Zha14] ZHANG, J., LI, S., XIONG, H., TIAN, W., LI, Y., FANG, Y., WU, Z., DAI, J., XU, J., LI, X. und CHEN, C., *Nanoscale Research Letters* **9**, 341, 2014.

Publikationsliste

Teile dieser Arbeit wurden bereits in wissenschaftlichen Fachzeitschriften veröffentlicht:

- **C. Berger**, A. Dadgar, J. Bläsing, A. Franke, T. Hempel, R. Goldhahn, J. Christen, A. Krost, *Growth of AlInN/AlGaN distributed Bragg reflectors for high quality microcavities*, *physica status solidi (c)* **9**, 1253 (2012)
- **C. Berger**, A. Dadgar, J. Bläsing, A. Krost, *In-situ growth monitoring of AlInN/AlGaN distributed bragg reflectors for the UV-spectral range*, *Journal of Crystal Growth* **370**, 87 (2013)
- **C. Berger**, A. Dadgar, J. Bläsing, A. Lesnik, P. Veit, G. Schmidt, T. Hempel, J. Christen, A. Krost, A. Strittmatter, *Growth of AlInN/GaN distributed Bragg reflectors with improved interface quality*, *Journal of Crystal Growth* **414**, 105 (2015)
- G. Schmidt, **C. Berger**, P. Veit, S. Metzner, F. Bertram, J. Bläsing, A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Christen, G. Callsen, S. Kalinowski, *Direct evidence of single quantum dot emission from GaN islands formed at threading dislocations using nanoscale cathodoluminescence: A source of single photons in the ultraviolet*, *Applied Physics Letters*, **106**, 252101 (2015)
- **C. Berger**, A. Lesnik, T. Zettler, G. Schmidt, P. Veit, A. Dadgar, P. Veit, J. Bläsing, J. Christen, A. Strittmatter, *Metalorganic chemical vapor phase epitaxy of narrow-band distributed Bragg reflectors realized by GaN:Ge modulation doping*, *Journal of Crystal Growth* **440**, 6 (2016)
- G. Schmidt, P. Veit, **C. Berger**, F. Bertram, A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Christen, *Clustered quantum dots in single GaN islands formed at threading dislocations*, *Japanese Journal of Applied Physics* **55**, 05FF04 (2016)

Weitere Publikationen in referierten Fachzeitschriften:

- **C. Berger**, P. Moser, A. Dadgar, J. Bläsing, R. Clos, A. Krost, *Strain profiling of AlInN/GaN distributed Bragg reflectors using in situ curvature measurements and ex situ X-ray diffraction*, *Materials Science and Engineering A* **528**, 58 (2010)
- A. Krost, **C. Berger**, J. Bläsing, A. Franke, T. Hempel, A. Dadgar, J. Christen, *Strain evaluation in AlInN/GaN Bragg mirrors by in situ curvature measurements and ex situ x-ray grazing incidence and transmission scattering*, *Applied Physics Letters* **97**, 181105 (2010)

- A. Krost, **C. Berger**, P. Moser, J. Bläsing, A. Dadgar, C. Hums, T. Hempel, B. Bastek, P. Veit, J. Christen, *Stranski-Krastanov transition and self-organized structures in low-strained AlInN/GaN multilayer structures*, Semiconductor Science and Technology **26**, 014041 (2011)
- A. Franke, B. Bastek, S. Sterling, O. August, S. Petzold, P. Veit, J. Christen, P. Moser, M. Wieneke, **C. Berger**, J. Bläsing, A. Dadgar, A. Krost, *Optical characterization of a InGaN/GaN microcavity with epitaxial AlInN/GaN bottom DBR*, Materias Research Society Symposium Proceedings **1396**, 165 (2011)
- M.F. Romero, M. Feneberg, P. Moser, **C. Berger**, J. Bläsing, A. Dadgar, A. Krost, E. Sakalauskas, R. Goldhahn *Luminescence from two-dimensional electron gases in InAlN/GaN heterostructures with different In content*, Applied Physics Letters **100**, 212101 (2012)
- M.F. Romero, M. Feneberg, P. Moser, **C. Berger**, J. Bläsing, A. Dadgar, A. Krost, E. Sakalauskas, F. Calle, R. Goldhahn, *Systematic optical characterization of two-dimensional electron gases in InAlN/GaN-based heterostructures with different In content*, Japanese Journal of Applied Physics **52**, 08JK02 (2013)
- G. Schmidt, P. Veit, S. Metzner, **C. Berger**, F. Bertram, A. Dadgar, A. Strittmatter, J. Christen, *Nanoscale Cathodoluminescence of an InGaN Single Quantum Well Intersected by Individual Dislocations*, Microscopy and Microanalysis **22**, 602 (2016)
- S. Freytag, M. Feneberg, **C. Berger**, J. Bläsing, A. Dadgar, G. Callsen, F. Nippert, A. Hoffmann, P.Y. Bokov, R. Goldhahn, *Unintentional indium incorporation into barriers of InGaN/GaN multiple quantum wells studied by photoreflectance and photoluminescence excitation spectroscopy*, Journal of Applied Physics **120**, 015703 (2016)
- A. Lesnik, M.P. Hoffmann, A. Fariza, J. Bläsing, H. Witte, P. Veit, F. Hörich, **C. Berger**, J. Hennig, A. Dadgar, A. Strittmatter, *Properties of C-doped GaN*, physica status solidi (b), doi:10.1002/pssb.201600708

Eidstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Dissertation zu dem Thema

Metallorganische Gasphasenepitaxie von nitridischen Mikrokavitäten für vertikal emittierende Laser und Einzelphotonenemitter

selbständig verfasst, nicht schon als Dissertation verwendet habe und die benutzten Hilfsmittel und Quellen vollständig angegeben wurden.

Weiterhin erkläre ich, dass ich weder diese noch eine andere Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.) an anderen Einrichtungen eingereicht habe.

Magdeburg, den 12. Juni 2017

Dipl.-Phys. Christoph Berger

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Christoph Berger
Geburtsdatum	22.11.1983
Geburtsort	Magdeburg
Familienstand	verheiratet
Staatszugehörigkeit	deutsch

Schulbildung

1990 - 1994	Grundschule Leipziger Straße, Magdeburg
1994 - 2003	Hegel-Gymnasium Magdeburg Allgemeine Hochschulreife, Note: 1,3

Wehrdienst

07/2003 - 03/2004	Grundwehrdienst
-------------------	-----------------

Studium

10/2004 - 06/2010	Diplomstudiengang Physik Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg Abschluss: „sehr gut (1,4)“
-------------------	--

Beruflicher Werdegang

07/2010 - 12/2010	Hilfswissenschaftler Abteilung Halbleiterepitaxie Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
seit 01/2011	wissenschaftlicher Mitarbeiter Abteilung Halbleiterepitaxie Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Magdeburg, den 12. Juni 2017

Dipl.-Phys. Christoph Berger

