

Veit Schwegler

**Herstellung und Charakterisierung von
lichtemittierenden Dioden im
AlGaInN-Materialsystem**



Cuvillier Verlag Göttingen

Herstellung und Charakterisierung von lichtemittierenden Dioden im AlGaInN-Materialsystem

Bei der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Ulm
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
eingereichte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Veit Schwegler

aus Ulm

1. Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. K.J. Ebeling
2. Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. U. Herr
Amtierender Dekan:	Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeiderer

Datum der Promotion: 4. Dezember 2003

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2003

ISBN 3-86537-062-4

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2004

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-062-4

Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Optoelektronik an der Universität Ulm entstanden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Karl Joachim Ebeling, der diese Arbeit angeregt und mit großem Interesse verfolgt hat. Herrn Prof. Dr. Ulrich Herr danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Bedanken möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Abteilung Optoelektronik für die kollegiale Zusammenarbeit. Namentlich erwähnt seien hier Dr. Arthur Pelzmann, der mich in die tieferen Geheimnisse der GaN-Charakterisierung eingeführt hat, sowie Dipl.-Ing. Marcus Scherer und Dipl.-Phys. Matthias Seyboth, denen ich für anregende Diskussionen und tatkräftige Unterstützung bei vielerlei Problemen freundschaftlich verbunden bin.

Ein besonderes Wort des Dankes gilt Dr. Markus Kamp, der allzeit ein geduldiger Ansprechpartner war und immer noch ist. Mit vielen wertvollen Diskussionen und seinem großen Engagement hat er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. Christoph Kirchner sei Dank für die große qualitative Konstanz der zur Verfügung gestellten epitaktischen Proben.

Bei Dipl.-Ing. Sven-Silvius Schad und Dipl.-Ing. Christoph Eichler, deren Diplomarbeiten ich während meiner Promotionszeit betreute, möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und die mir zur Verfügung gestellten Ergebnisse bedanken.

Dr. Peter Fischer und Dr. Martin Vehse möchte ich meinen Dank für die fruchtbare Kooperation bei der Charakterisierung der hergestellten Bauelemente aussprechen.

Besonderer Dank gilt auch Prof. Dr. Selim Ünlü für die Ermöglichung des Forschungsaufenthaltes am Photonics Center der Boston University.

Dr. Volker Härle und dem Rest der GaN-Laser-Gruppe bei OSRAM Semiconductor, Regensburg danke ich für die zur Verfügung gestellten Bauelemente.

Meinen Eltern schließlich gebührt zutiefst mein Dank für ihre anhaltende und nicht selbstverständliche Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Eigenschaften und Wachstum von Nitriden	4
2.1	Physikalische Eigenschaften von Nitriden	4
2.1.1	Kristallstruktur	4
2.1.2	Polarität und Polarisation	6
2.1.3	Bandstruktur von GaN	7
2.2	Wachstum	7
2.2.1	Epitaxieverfahren	8
2.2.2	Depositionssystem	10
2.2.3	Substrate für heteroepitaktisches Wachstum	12
2.2.4	Heteroepitaktisches Wachstum auf Saphir	14
2.2.5	Dotierung	15
2.2.6	Ternäre Verbindungshalbleiter AlGa ₂ N und InGa ₂ N	17
3	Charakterisierung von Einzelschichten und Heterostrukturen	20
3.1	n-dotiertes GaN	20
3.2	p-dotiertes GaN	22
3.2.1	Aktivierung von Mg-dotiertem GaN	23
3.2.2	Modifizierte thermische Aktivierungsverfahren	26
3.2.3	Optische Eigenschaften von GaN:Mg	30
3.3	InGa ₂ N/GaN-Heterostrukturen	35
3.3.1	Piezoelektrische Effekte und Kompositionsfluktuationen	35
3.3.2	Einfluss der Wachstumstemperatur	37
3.3.3	Variation der Quantentrogdicke	38
3.3.4	Temperaturabhängige Photolumineszenz	41

4	Prozesstechnologie und Messtechnik	44
4.1	Prozessübersicht	44
4.2	Prozesstechnologie	46
4.2.1	Trockenätzen	47
4.2.2	Metallisierung	48
4.2.3	Vereinzeln der Bauelemente	49
4.2.4	Aufbautechnik	50
4.3	Ohmsche Kontakte	52
4.3.1	Grundlagen idealer ohmscher Kontakte	52
4.3.2	Charakterisierung ohmscher Kontakte	55
4.3.3	Kontakte auf p-GaN	56
4.3.4	Kontakte auf n-GaN	64
4.4	Messtechnik	65
5	Leuchtdioden	67
5.1	Elektro-optische Eigenschaften von Leuchtdioden	67
5.1.1	Strom-Spannungs-Charakteristik des pn-Überganges	67
5.1.2	Strom-Spannungs-Charakteristik von realen GaN-LEDs	69
5.1.3	Ausgangsleistungs-Charakteristik	71
5.1.4	Wirkungsgrad	71
5.2	Einfluss der vertikalen Schichtstruktur	72
5.2.1	Elektrische und optische Eigenschaften homotyper GaN-LEDs	72
5.2.2	Elektrische und optische Eigenschaften von AlInGaN-Heterostruktur-LEDs	75
5.3	Einfluss der lateralen Geometrie	88
5.3.1	Stromaufweitung durch semi-transparente Metallfilme	88
5.3.2	Homogenisierung der Stromverteilung	93
5.4	LEDs in Flip-Chip-Montage	97
5.5	Ortsaufgelöste Elektrolumineszenz	100
5.6	Umsetzung der Erkenntnisse in industrieller Umgebung	104

6	Temperaturbestimmung an GaN-LEDs	106
6.1	Bestimmung der Sperrschichttemperatur mit Hilfe des thermischen Widerstandes R_{th}	108
6.2	Alternative Methoden der Temperaturbestimmung	109
6.2.1	Temperaturbestimmung anhand des Elektrolumineszenzspektrums	110
6.2.2	Temperaturbestimmung mittels Ramanspektroskopie	111
6.2.3	Finite Elemente Simulation	112
6.3	Temperaturbestimmung: Diskussion und Vergleich	115
6.3.1	Vergleich der Bestimmungsmethoden	115
6.3.2	Einfluss der Substratleitfähigkeit und Substratdicke	118
7	Laserdioden	120
7.1	Grundlagen	120
7.1.1	Laserschwelle und Ausgangsleistung	120
7.1.2	Spiegelreflektivität	122
7.2	Laserstrukturen auf Saphir	123
7.2.1	Optische Gewinncharakteristik gemäß Strichlängenmethode	124
7.2.2	Technologie	126
7.2.3	Elektro-optische Charakteristik von RWG-Laserstrukturen	128
7.2.4	Optische Anregung prozessierter RWG-Laser	129
7.3	Laserdioden auf SiC	130
7.3.1	Einbrennverhalten der Laserdioden	131
7.3.2	Bestimmung der Facettenrauheit	132
7.3.3	Bestimmung der intrinsischen Verluste	133
7.3.4	Einfluss der Ridgebreite auf die Lasereigenschaften	136
7.4	Aufbautechnik	139
7.4.1	Vereinzeln der Bauelemente	141
7.4.2	Verhalten aufgebauter Laserdioden	141
8	Zusammenfassung	144
	Vorveröffentlichungen	158

Kapitel 1

Einleitung

Lichtemittierende Halbleiterdioden werden derzeit in einer Vielzahl von Applikationen eingesetzt. Sie zeichnen sich hierbei durch hohe Lebensdauer, Energieeffizienz und mechanische Robustheit aus. Insbesondere Leuchtdioden hoher Helligkeit (*high-brightness light emitting diode*, HB-LED) im sichtbaren Spektralbereich finden Verwendung in Anzeigesystemen wie etwa Vollfarbdisplays oder Ampeln. Auch in der Automobilindustrie verdrängen LEDs bei Blinkern, Rück- und Bremslichtern mehr und mehr die konventionelle Glühfadenlampe. Die Möglichkeit, durch Kombination von blau bzw. ultraviolett emittierenden Leuchtdioden mit Phosphoren weißes Licht zu realisieren [1], eröffnet nitridischen HB-LEDs einen Markt, welcher bisher den incandeszenten Lichtquellen vorbehalten war. In absehbarer Zeit sind Hochleistungs-LEDs ausreichend hell, um den Wandel von der klassischen Signalisationslampe zur energieeffizienten Beleuchtungsquelle zu vollziehen. Parallel dazu treibt die Nachfrage nach größerer Speicherdichte bei optischen Aufzeichnungsverfahren und höherer Auflösung bzw. Geschwindigkeit in der Laserdrucktechnik die Entwicklung von GaN-basierenden Laserdioden voran.

Leuchtdioden auf Nitridbasis

Trotz der Vielzahl der Anwendungen ist die Entwicklungsgeschichte der nitridischen Halbleiterbauelemente noch relativ jung, was primär auf die mit erheblichen Herausforderungen verbundene Epitaxie der Nitride zurückzuführen ist. Obwohl die erste Synthetisierung von GaN-Kristallen bereits in den 30-Jahren dieses Jahrhunderts erfolgte und 1969 Maruska und Tietjen die ersten großflächigen GaN-Schichten auf Saphir mittels Gasphasenepitaxie abschieden [2], konnten nitridische optoelektronische Bauelemente lange Zeit nicht realisiert werden. Die großen Aktivierungsenergien geeigneter Akzeptoren sowie eine mangelnde Reinheit der Quellengase, welche zu einer hohen n-Hintergrunddotierung bei intrinsischem GaN führten, erlaubten keine effiziente p-Dotierung, sondern lieferten zu meist hochohmiges kompensiertes Material. Die Arbeitsgruppe von Prof. Akasaki legten 1986 den Grundstein für das nitridische Wachstum. Zum einen entdeckten sie, dass durch Einbringen einer AlN-Nukleationsschicht bei niedrigen Temperaturen um 500 °C eine vehemente Materialverbesserung erreicht werden kann [3]. Zum zweiten gelang Amano et al. 1989 die p-Leitfähigkeit von Mg-dotiertem GaN durch Beschuss mit niederenergetischen Elektronen (LEEBI) zu erhöhen [4]. Nakamura et al. zeigten, dass ein vergleichbarer Effekt durch thermisches Erhitzen des p-dotierten GaN auf Temperaturen zwischen 700 °C und 900 °C erzielen lässt [5]. Als Folge davon, wurden bereits kurze Zeit später die ersten GaN pn-Dioden vorgestellt [6].

Bauelemente höherer Lichtausbeute wurden jedoch erst möglich durch das kontrollierte Wachstum der ternären Verbindungen InGaN und AlGaN. Die damit realisierbaren Doppelheterostrukturen erlauben eine Lokalisierung der Ladungsträger in der aktiven Zone und, damit verbunden, eine deutliche Effizienzsteigerung. Darüberhinaus lässt sich durch

Variation des In-Gehaltes der aktiven Zone das LED-Emissionsspektrum über nahezu den gesamten sichtbaren Spektralbereich bis hin in das Ultraviolette einstellen. Die ersten blauen InGaN/GaN-Doppelheterostruktur-LEDs wurden von der Fa. Nichia im Jahre 1994 kommerzialisiert und seitdem bezüglich Lichtausbeute bei identischen Betriebsbedingungen um etwa einen Faktor 10 verbessert. Wurden die Fortschritte zunächst wesentlich durch epitaktische Optimierung vorangetrieben, so steht derzeit die Effizienzerhöhung durch Verbesserung der Lichtextraktion und des Packagings im Vordergrund [7, 8]. Der Bedarf nach effizienten weißen Halbleiterlichtquellen basierend auf Lumineszenzkonversion mittels Phosphoren hat den Fokus vieler Arbeiten zudem auf den Ultravioletten Wellenlängenbereich verschoben [9, 10]. Kommerziell erhältliche weiße LEDs besitzen derzeit eine Effizienz von 25 lm/W [7]. Eine weitere Verbesserung der kristallinen Schichtqualität wird mit dem Wechsel zur Homoepitaxie, d.h. Wachstum auf GaN-Substrat, erwartet. Mehrere Firmen arbeiten derzeit mit großem finanziellen Einsatz an massenproduktions-tauglichen Herstellungsverfahren von GaN-Substraten und haben deren Kommerzialisierung innerhalb der nächsten Jahre angekündigt. Aus Kostengründen wird deren Einsatz jedoch zumeist auf die Herstellung von GaN-Laserdioden beschränkt bleiben. Wie bei den nitridischen HB-LEDs nimmt auch bei den GaN-basierenden Lasern die Fa. Nichia eine führende Position ein. Nach erstmaliger Demonstration eines gepulsten GaN-Lasers im Jahre 1996 [11], konnten inzwischen Laserdioden mit einer Emissionswellenlänge von 405 nm für den Einsatz in optische Speichersysteme kommerzialisiert werden. Prototypen solcher wiederbeschreibbarer DVD-Systeme (*Digital Versatile Disc*) besitzen derzeit bis zu 34 GB Speicherkapazität [12].

Trotz der erzielten Fortschritte der letzten Jahre, besteht sowohl bezüglich der epitaktischen Materialqualität als auch in puncto Prozesstechnologie, Bauelementstruktur und Aufbautechnik der Dioden weiterhin großer Optimierungsbedarf, um das angestrebte Ziel einer weißemittierenden Halbleiterlichtquelle, welche bezüglich ihrer Effizienz vergleichbar zu Fluoreszenzlampen (75 lm/W) ist, zu erreichen.

Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Herstellung und Charakterisierung von effizienten GaN-basierenden Leucht- und Laserdioden, welche mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (*metalorganic vapor phase deposition, MOVPE*) epitaxiert werden. Der Einfluss des vertikalen Schichtaufbaus und der Wachstumsbedingungen wird anhand der elektrischen und optischen Eigenschaften der prozessierten Bauelemente untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse dienen der Epitaxie als Rückkopplung zur Optimierung der Bauelemente. Sowohl die Strom-Spannungs- als auch die optische Ausgangsleistungscharakteristik der Dioden ist jedoch nicht allein von der vertikalen Schichtstruktur abhängig. Mit wachsender Materialqualität spielen Bauelementgeometrie und Prozesstechnik eine immer größere Rolle. Der Einfluss der Prozesstechnologie auf die laterale Stromverteilung und Lichtauskopplung von Leuchtdioden ist daher ein weiterer Schwerpunkt.

In Kapitel 2 wird zunächst das $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{N}$ -Materialsystem bezüglich seiner wichtigsten physikalischen Eigenschaften vorgestellt. Anschließend werden die Grundlagen und Besonderheiten des nitridischen MOVPE-Prozesses erläutert.

Kapitel 3 untersucht, unter welchen Bedingungen und innerhalb welcher Grenzen sich n-

und p-Leitfähigkeit an dotierten GaN-Schichten einstellen lässt. Für Mg-dotiertes GaN werden modifizierte Verfahren zur Verbesserung der Aktivierungseffizienz vorgestellt. Anschließend werden die optischen Eigenschaften von InGaN/GaN-Heterostrukturen in Abhängigkeit ihrer Wachstumsbedingungen betrachtet.

In Kapitel 4 wird die entwickelte Prozesstechnologie vorgestellt, welche eine Prozessierung der Epitaxieschichten zu vollständigen Leuchtdioden ermöglicht. Auch hier wird der etwaige Einfluss der einzelnen Technologieschritte auf die späteren optischen und elektrischen Eigenschaften der Bauelemente untersucht. Der Schwerpunkt des Kapitels liegt allerdings auf der Entwicklung von Kontaktmetallisierungen, welche geringe Kontaktwiderstände aufweisen und damit eine Minimierung der LED-Betriebsspannung erlauben. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Optimierung der vertikalen LED-Struktur sowie der Homogenisierung der lateralen Stromverteilung in den Bauelementen. Ausgehend von einer homotypen pn-LED werden die Vorteile von InGaN/GaN-basierenden Doppelhetero- und Quantentrog-Strukturen evaluiert. Der Einfluss von semitransparenten Kontaktschichten auf die laterale Stromverteilung und das Auskoppelverhalten werden im zweiten Teil betrachtet. Eine weitere Steigerung der optischen Ausgangsleistung durch eine thermisch effiziente Montage der Bauelemente in *junction side down*-Konfiguration wird demonstriert.

Die Betriebstemperatur des pn-Übergangs ist sowohl für Leucht- als auch Laserdioden eine entscheidende Größe für die zu erwartende Lebensdauer des Bauelementes. In Kapitel 6 werden drei unterschiedliche Verfahren zur Bestimmung der Temperatur vorgestellt sowie die Messergebnisse für die einzelnen Methoden verglichen. Eine kurze Diskussion der Stärken und Schwächen der jeweiligen Verfahren vervollständigt diesen Abschnitt. Im abschließenden Kapitel werden die Arbeiten an GaN-basierenden Laserdioden präsentiert. Dies umfasst sowohl Ergebnisse an selbst epitaxierten und prozessierten Laserstrukturen auf Saphirsubstrat als auch die durchgeführte Charakterisierung von GaN-Lasern der Fa. OSRAM auf SiC.

Kapitel 2

Eigenschaften und Wachstum von Nitriden

2.1 Physikalische Eigenschaften von Nitriden

2.1.1 Kristallstruktur

Die Gruppe III-Nitride unterscheiden sich in ihrer kristallographischen Charakteristik von den Gruppe III-Phosphiden und -Arseniden aufgrund der speziellen Eigenschaften des Stickstoffes. Der geringe Kovalenzradius von 70 pm (As: 121 pm, P: 110 pm) führt zu sehr viel kleineren Gitterkonstanten und schränkt die Wahl der geeigneten Substrate stark ein. Die große Elektronegativität des Stickstoffatoms ergibt einen ionischen Bindungscharakter, welcher zusammen mit den hohen Bindungsenergien für die große thermische Stabilität der Nitride sorgt. Prinzipiell kristallisieren AlN, GaN und InN in drei Modifikationen: die unter Normalbedingungen (Raumtemperatur und Atmosphärendruck) thermodynamisch stabile hexagonale Wurtzitstruktur, die kubische Zinkblendestruktur und die in der folgenden Diskussion nicht weiter berücksichtigte Steinsalzstruktur, welche nur bei extrem hohen Drücken existent ist. Welche Modifikation sich ausbildet, wird durch das vorgegebene Substrat und die eingestellten Wachstumsbedingungen bestimmt. Bevorzugt kristallisiert GaN dabei in der hexagonalen Wurtzitstruktur, für das eine nicht primitive Zelle in Abbildung 2.1(a) dargestellt ist. Es handelt sich um ein sechseckiges Prisma, welches durch die Seitenlänge a des in der Basalebene liegenden Hexagons, seine Höhe c und dem Parameter u beschrieben werden kann. Die Größe u kann dabei als Anion-Kation-Bindungslänge entlang der $[0001]$ -Achse interpretiert werden und beträgt für den idealen hexagonalen Kristall $3/8$. Aufgrund der unterschiedlichen Größe der Stickstoff- und Galliumatome weicht das Verhältnis c/a mit 1,626 etwas von dem für einen unverspannten und ideal hexagonalen Kristall erwarteten Wert von $\sqrt{8/3} = 1,633$ ab. Die Wurtzitstruktur entsteht durch zwei ineinander gesetzte hexagonale Gitter, welche in c -Richtung gegeneinander verschoben sind. Die Schichtabfolge entspricht dabei derjenigen einer hexagonal dichtesten Kugelpackung.

Die kubische Modifikation von GaN, InN und AlN liegt in einer Zinkblendestruktur vor. Sie entsteht - wie von GaAs her bekannt - durch Verschieben zweier kubisch flächenzentrierter Gitter jeder Atomsorte um ein Viertel der Raumdiagonale zueinander (vgl. Abbildung 2.1(c)). Bei beiden Kristallstrukturen ist ein Atom der einen Sorte tetragonal durch vier Atome der anderen Spezies umgeben. Wie in Abbildung 2.1(b) und 2.1(d) deutlich wird, unterscheiden sich die Kristallmodifikationen lediglich durch ihre Schichtabfolge.

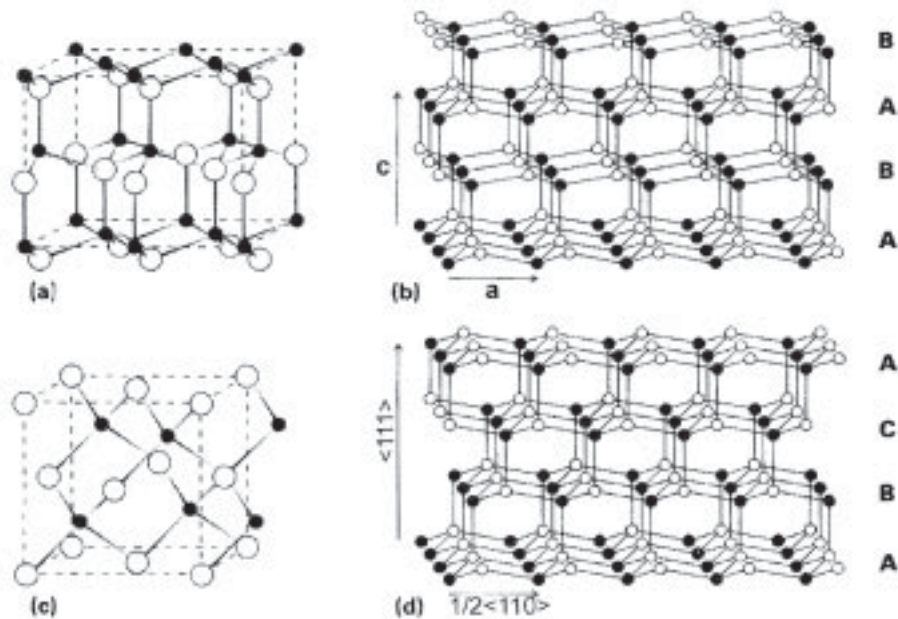


Bild 2.1. (a) Wurtzitkristallzelle (b) Stapelfolge der Wurtzitstruktur (c) Zinkblendekonstruktion und (d) Stapelfolge der Zinkblendestruktur nach [1].

Tab. 2.1. Physikalische Eigenschaften von GaN, InN und AlN in Wurtzit- (WZ) und Zinkblendekonstruktion (ZB) bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck. Die Daten sind, soweit nicht anders vermerkt, [1] entnommen.

	GaN		InN		AlN	
	WZ	ZB	WZ	ZB	WZ	ZB
Gitterkonstante (Å)	a: 3,186 c: 5,178	a: 4,52	a: 3,5446 c: 5,7034	a: 4,98	a: 3,1114 c: 4,9792	a: 4,38
Thermischer Ausdehnungskoeffizient ($10^{-6}/K$)	a: 5,59 c: 3,17	<i>k.A.</i>	a: 5,7 c: 3,7	<i>k.A.</i>	a: 4,2 c: 5,3	<i>k.A.</i>
Schmelzpunkt ($^{\circ}C$)	>1700	<i>k.A.</i>	1100	<i>k.A.</i>	3000	<i>k.A.</i>
Bandabstand (eV)	3,39	3,20	0,9[13];1,89	2,20	6,20	
Typ	direkt	direkt	direkt	direkt	direkt	indirekt
Dichte (g/cm^3)	6,10	<i>k.A.</i>	6,99	<i>k.A.</i>	3,26	<i>k.A.</i>
thermische Leitfähigkeit	1,3 [14]	<i>k.A.</i>	0,8	<i>k.A.</i>	2,5 [14]	<i>k.A.</i>

2.1.2 Polarität und Polarisation

Setzt man voraus, dass die Wachstumsrichtung senkrecht zur (0001)-Basalebene erfolgt, so lassen sich anhand der Anordnung der Stickstoff- bzw. Gallium-Atomlagen innerhalb einer Bi-Lage entlang der [0001]-Richtung zwei Polaritäten definieren. Man spricht von Ga-face Polarität, wenn Ga- bzw. Metall-Atome die obere Atomlage einer (0001)-Bi-Lage bilden. Analog dazu liegt N-face Polarität vor, wenn die obere Atomlage aus Stickstoffatomen besteht. Es sei darauf hingewiesen, dass Ga-face Polarität nicht gleichzusetzen ist mit einer Ga-terminierten Oberfläche, sondern eine Eigenschaft des Volumenkristalls beschreibt. Eine Epitaxieschicht, welche Ga-face Polarität besitzt kann infolge von Oberflächenrekonstruktion durchaus eine Monolage Stickstoffatome an der Oberfläche besitzen und damit N-terminiert sein. Welche Polarität man bei der Epitaxie von GaN-Schichten erhält, hängt primär von der verwendeten Nukleationsschicht und Herstellungsverfahren ab [15]. Strukturell hochwertiges GaN, welches mittels MOVPE auf c-Al₂O₃ gewachsen wurde, zeigt zumeist Ga-face Polarität [16]. Neben polarisationsinduzierten Effekten beeinflusst die Polarität auch die chemische Reaktivität des GaN. Weyher et al. demonstrierten, dass Ga-face Proben chemisch nahezu inert gegenüber KOH bzw NaOH sind, während bei N-face GaN ein signifikanter Ätzabtrag erfolgt [17]. Neben Elektronenbeugung wird diese unterschiedliche chemische Reaktivität zur Polaritätsbestimmung epitaktischen Materials herangezogen.

In einem idealen unverspannten Wurtzitkristall sind alle Bindungswinkel und -längen identisch. Aufgrund der tetraedrischen Anordnung kompensieren sich die Dipolmomente der Bindungen nach außen hin, d.h. obwohl die Bindungen durch ihren ionischen Charakter einen Dipol darstellen, tritt makroskopisch keine Polarisation des Kristalls auf.

Für die Kristalle der Gruppe-III Nitride erhält man auch in unverspanntem Zustand deutlich Abweichungen bezüglich des Gitterkonstantenverhältnisses c_0/a_0 . Da die Metall-Stickstoffbindung parallel zur c-Achse länger als die übrigen drei tetraedrischen Bindungen ist, erfolgt keine Kompensation der Dipolmomente mehr. Auch bei unverspannter Kristallstruktur resultiert eine makroskopische Polarisation in [0001]-Richtung (spontane oder pyroelektrische Polarisation). Da die Abweichung vom idealen Wurtzitgitter von GaN über InN zu AlN hin ansteigt, wächst analog dazu auch die auftretende spontane Polarisation.

Änderungen der chemischen Bindungslänge bzw. -winkel können auch infolge von tensiler oder kompressiver Kristallverspannungen auftreten. Typische Beispiele sind Heterostrukturübergänge der ternären Verbindungen zu GaN. Erfolgt dabei beispielsweise eine biaxiale tensile Verspannung senkrecht zur Wachstumsrichtung des GaN (c-Achse), so führt die Streckung der Gitterkonstante a zu einer Reduzierung des c/a -Verhältnisses. Auch hier kompensieren sich die Dipolmomente der chemischen Bindungen nicht mehr länger und es resultiert eine piezoelektrische Polarisation in [0001]-Richtung. Die makroskopische Polarisation setzt sich ohne extern angelegte Felder gemäß

$$P = P_{sp} + P_{pz} \quad (2.1)$$

aus den spontanen und den piezoelektrischen Anteilen zusammen.

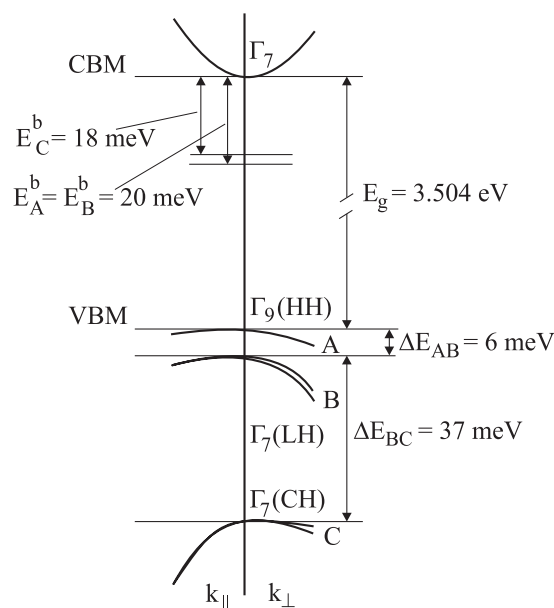


Bild 2.2. Bandstruktur von hexagonalem GaN in der Nähe des Γ -Punktes. Das Valenzband ist für GaN dreifach aufgespalten in ein split-off-Band und Energiebänder der schweren und leichten Löcher [18].

2.1.3 Bandstruktur von GaN

Wie man Tabelle 2.1 entnehmen kann, bilden GaN und InN sowohl in ihrer Wurtzit-Struktur als auch in kubischer Form einen direkten Halbleiter, d.h. Leitungsbandminimum und Valenzbandmaximum befinden sich am Γ -Punkt. AlN dagegen ist nur in seiner hexagonalen Struktur ein direkter Halbleiter. In Abbildung 2.2 ist die Struktur der für strahlende Emission relevanten Energiebänder von hexagonalem GaN um den Γ -Punkt dargestellt. Wie man sieht, ist für diesen Punkt das Valenzband von hexagonalem GaN dreifach aufgespalten. Aufgrund von Spin-Bahn-Kopplung und dem vorherrschenden Kristallfeld entstehen das sogenannte *split-off*-Band ($\Gamma_7(\text{CH})$), das *heavy-hole*- und das *light-hole*-Band ($\Gamma_9(\text{HH})$, $\Gamma_7(\text{LH})$). Daraus folgend beobachtet man spektroskopisch bei tiefen Temperaturen für hexagonales GaN drei freie Exzitonen (A, B, und C-Exziton), welchen Bindungsenergien von $E_A^b = E_B^b = 20 \text{ meV}$ bzw. $E_C^b = 18 \text{ meV}$ zugeordnet wurden [18]. Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, dass die Energiedispersion der Bänder und ihre relative Position zueinander stark vom jeweiligen Verspannungsgrad der Kristallschichten abhängen.

2.2 Wachstum

Das große Potential der nitridischen Halbleiter führte in den letzten Jahren dazu, dass nahezu alle epitaktischen Wachstumstechniken für die Herstellung von qualitativ hochwertigen GaN-Schichten evaluiert wurden. Die etabliertesten Verfahren stellen die Hydrid-Gasphasenepitaxie (*hydride vapor phase epitaxy*, HVPE), die Molekularstrahlepitaxie

(*molecular beam epitaxy, MBE*) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (*metal organic vapor phase epitaxy, MOVPE*) dar. Trotz vielversprechender Ergebnisse im Bereich der elektronischen Bauelemente, spielt die MBE bei der Realisierung optoelektronischer Bauelemente bisher nur eine geringe Rolle. Eine genauere Diskussion kann bei Bedarf in [19] gefunden werden. Der Schwerpunkt der folgenden Betrachtungen liegt daher auf gasphasenepitaktischen Verfahren. Dabei werden kurz prinzipielle Funktionsweise sowie spezifische Probleme der Gasphasenepitaxie bei Nitriden erläutert. Daran schließt sich eine detailliertere Beschreibung des spezifischen MOVPE-Systems der Abteilung Optoelektronik, mit welchem der Großteil der in dieser Arbeit diskutierten GaN-Schichten hergestellt wurde.

2.2.1 Epitaxieverfahren

HVPE

Mittels HVPE-Verfahren wurde bereits in den späten Sechziger Jahren von Maruska und Tietjen dicke GaN-Schichten bei einer Wachstumsrate von ca. $30 \mu\text{m/h}$ abgeschieden [2]. Ursache für die geringe Materialqualität waren neben der mangelnden Reinheit der Quellenmaterialien vor allem die schlechte Kontrollierbarkeit des Prozesses aufgrund der hohen Wachstumsraten. Zudem wurden die Schichten ohne Verwendung einer Niedertemperatur-Nukleationsschicht abgeschieden, welche nach heutigem Wissensstand den Schlüssel für hochwertiges heteroepitaktisches Wachstum darstellt. Derzeit erfährt die HVPE hinsichtlich der Herstellung von freistehenden GaN-Substraten und versetzungsarmen lateral überwachsenen Strukturen (*epitaxial lateral overgrowth, ELOG*) eine Renaissance.

Im Gegensatz zur MOVPE stellt das HVPE-Wachstum einen reversiblen Gleichgewichtsprozess dar. Das Kristallwachstum wird dadurch erreicht, dass die Substrattemperatur relativ zur Reaktionszone abgesenkt wird. Die Gruppe-III Komponente wird in der Regel durch ein Metallchlorid, die Stickstoffkomponente durch NH_3 zur Verfügung gestellt. Bei der gängigen HVPE-Technik für GaN wird als Ga-Quelle Galliummonochlorid (GaCl) verwendet, welches nur bei Temperaturen größer 600°C stabil ist. Man erhält es aus einer Reaktion von HCl -Gas, welches bei Temperaturen zwischen 800°C und 900°C über ein metallisches Ga-Reservoir streicht:



Das Ga-Angebot lässt sich damit gut durch die Temperatur der Ga-Zelle und die Flüsse des HCl - bzw. Trägergases kontrollieren. Das erzeugte GaCl wird weiter zum Substrat geleitet, wo es bei $900\text{-}1100^\circ\text{C}$ mit dem pyrolytisch zerlegten Ammoniak reagiert:



Die resultierende Wachstumsrate hängt dabei annähernd linear vom eingestellten Partialdruck des GaCl ab. Bezüglich der Temperatur weist die Wachstumsrate ein Maximum bei Temperaturen $950\text{-}1050^\circ\text{C}$ auf. Bei niedrigeren Temperaturen fällt die Depositionsrate

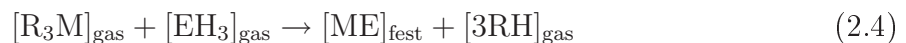
exponentiell aufgrund der abnehmenden pyrolytischen Zerlegung des GaCl und des NH₃. Bei höheren Temperaturen tritt eine thermisch induziertes Rückätzen des Materials auf. Thermodynamische Berechnungen ergaben, dass bei Temperaturen größer 800 °C GaCl die dominierende Ga-Spezies darstellt, mit abnehmender Temperatur jedoch GaCl₃ · NH₃-Moleküle berücksichtigt werden müssen. Als weiteres Reaktionsprodukt kann Ammoniumchlorid (NH₄Cl) entstehen, was zu erheblichen Ablagerungen im Reaktor- und Abgassystem führt [20].

MOVPE

Was Qualität und Herstellungskosten von nitridischen Bauelementen anbelangt, stellt derzeit die MOVPE die konkurrenzlose Technologie dar. Im Gegensatz zur MBE benötigt sie keine aufwendige Ultra-Hochvakuumtechnik und ermöglicht durch den Einsatz von Mehrscheibenanlagen hohe Probendurchsätze. Alle derzeitigen veröffentlichten Laserdioden und LEDs hoher Leistung (*high-brightness LED*, *HB-LED*) sind ausschließlich mittels MOVPE-Technik hergestellt.

Die MOVPE macht sich den Vorteil zunutze, dass viele Metallorganika einen relativ hohen Dampfdruck besitzen. Sie lassen sich deshalb leicht als gasförmige Reaktionskomponenten in einem inerten Trägergas (meist H₂ oder N₂) transportieren und dissoziieren bereits bei relativ niedrigen Temperaturen. Durch starke Übersättigung der Gasphase können zudem hohe Nukleationsraten induziert werden, was für heteroepitaktisches Wachstum entscheidend ist.

Während bei der MOVPE von III-V-Halbleitern das Gruppe III-Element immer als metallorganisches Molekül bereitgestellt wird, werden die Gruppe-V Atome meist Hydriden (AsH₃, PH₃, NH₃) entnommen. Die chemische Gesamtreaktion lässt sich formal durch



darstellen, wobei M ein Metallatom der Gruppe III (Ga, Al, In) ist, R ein organisches Alkyligand (typischerweise CH₃ oder C₂H₅) und E ein Gruppe-V Atom repräsentiert. Gleichung (2.4) ist dabei stark vereinfacht und erfasst nicht die bei der pyrolytischen Zerlegung auftretenden Zwischenprodukte und eventuelle Bildung von Addukten. Der Abscheidungsprozess wird durch Reaktion der Ausgangsmaterialien über einem heißen Substrat hervorgerufen. Dies erfolgt in einem Reaktor unter definierten Strömungs-, Fluss- und Druckverhältnissen. Da der Partialdruck der Reaktanten sehr viel kleiner als derjenige des Trägergases ist, bestimmt letzterer hauptsächlich den totalen Reaktordruck. Abhängig vom Wachstumsdruck unterscheidet man prinzipiell zwischen AP-MOVPE (*atmospheric pressure MOVPE*, $p \approx 1$ bar) und LP-MOVPE (*low pressure*, $p \approx 0,001 - 0,2$ bar). Die stark variierenden Wachstumsbedingungen der Nitrid-Epitaxie erlauben hier jedoch keine klare Zuordnung. Bezüglich des MOVPE-Reaktordesigns haben sich im Laufe der Zeit verschiedene Geometrien entwickelt (*pancake*-, *barrel*-, *horizontal*-, *planetary*-, *2-flow*). Man unterscheidet aber vor allem zwischen Horizontal-Reaktoren und Vertikal-Reaktoren.

Im Vergleich zum Wachstum von Arseniden und Phosphiden ergeben sich für die Herstellung von Nitriden einige Besonderheiten, welche bei der MOVPE-Prozessführung berücksichtigt werden müssen.

- Da Ammoniak wegen seiner großen chemischen Stabilität eine geringe Zerlegungseffizienz besitzt, muss er in ausreichender Menge in den Reaktor eingeleitet werden. Zudem erfordert die Stöchiometrie des abzuscheidenden Filmes hohe Zerlegungsraten des NH_3 und damit entsprechend hohe Wachstumstemperaturen. Daraus resultiert, dass Ammoniak typischerweise 25-75 % des totalen Gasflusses darstellt und die Strömungsdynamik im Reaktor maßgeblich bestimmt. Dies unterscheidet sich stark von GaAs- und InP-MOVPE, wo die Hydride typischerweise 0,1-1 % des Gesamtflusses stellen.
- Ammoniak besitzt eine größere Dichte und geringere Wärmeleitfähigkeit als Wasserstoff, was die Bildung von Turbulenzen erleichtert. Wegen der zudem hohen Wachstumstemperaturen und großen NH_3 -Konzentrationen ist es schwierig einen laminaren Fluss im Reaktorraum aufrecht zu erhalten. Die auftretende thermische Konvektion verursacht bei Horizontalreaktoren starke Ablagerungen an der Reaktordecke bzw. bei Vertikalreaktoren an den Seitenwänden.

2.2.2 Depositionssystem

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und untersuchten Epitaxieschichten wurden auf einer MOVPE-Anlage des Typs AIX 200 RF der Firma AIXTRON gewachsen. Es handelt sich hierbei um eine Einzelscheibenanlage, welche auf dem Horizontalreaktorprinzip basiert. Abbildung 2.3 zeigt eine vereinfachte Übersicht der MOVPE-Anlage, welche sich grob in das Reaktor- und Gasmischsystem unterteilen lässt.

Der Reaktor ist aus Quarzglas hergestellt und zur Kühlung mit einem Wassermantel umgeben. Im Inneren befindet sich ein Quarzglasrohr (Liner) mit rechteckigem Querschnitt, in welchem sich der laminare Gasstrom über den Wafer ausbreitet. Den Waferhalter (Suszeptor) bildet ein SiC-beschichteter Graphitblock, der die Verwendung von 2"-Substraten ermöglicht. Um die Homogenität der abgeschiedenen Schichten über den Wafer zu verbessern, befindet sich ein Drehteller auf dem Suszeptor, mittels welchem die Probe während des Wachstums rotiert werden kann. Die Erwärmung des Suszeptors auf Wachstumstemperaturen bis 1200 °C erfolgt induktiv durch eine Hochfrequenz-Heizung. Thermoelemente im Inneren des Graphitblockes erfassen dabei die Temperatur des Suszeptors und dienen als Regelgröße für den Prozessrechner. Um eine Adduktbildung der Quellengase zu reduzieren, werden die Metallorganika und der Ammoniak beim Einlass in den Reaktorraum zunächst durch eine Edelstahltrennplatte separiert. Mittels eines Drosselventils kann der Reaktordruck während des Wachstums im Bereich zwischen 20 mbar und 900 mbar variiert werden. Die Druckmessung erfolgt dabei durch ein Baratron, welches aufgrund seiner kapazitiven Messmethode sehr genau und gasartunabhängig arbeitet. Das Restgasgemisch gelangt über eine Staubfalle, in welcher eventuell vom Gasstrom mittransportierte Partikel ausgefiltert werden, in einen Trockenbettabsorber. Dieser entfernt Ammoniak und Metallorganika sowie deren Zerlegungsprodukte aus dem Abgas.

Obwohl während des Wachstums nur der Suszeptor geheizt wird, können Materialablagerungen am Liner wegen der hohen Temperaturen nicht verhindert werden. Abplatzende

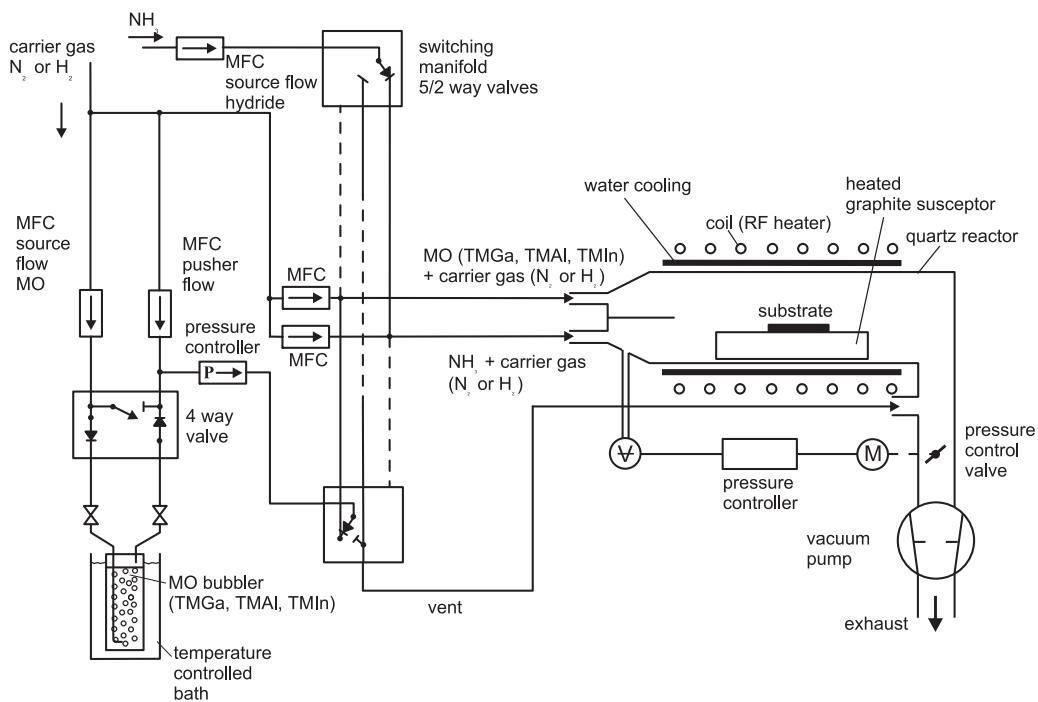


Bild 2.3. Schematischer Aufbau der MOVPE-Anlage.

Partikel der Linerbelegung, welche während des Wachstums auf das Substrat fallen, können die Qualität der Oberflächenmorphologie bzw. die Waferhomogenität mindern. Deshalb wird der Liner in regelmäßigen Abständen gewechselt und durch Ätzen in Flusssäure und anschließendem Spülen mit deionisiertem (DI) Wasser gereinigt. Die Aufgabe des Gasmischsystems ist die zur Steuerung der Wachstumsprozesse notwendige kontrollierte Einleitung der Ausgangsstoffe in den Reaktor. Die Kontrolle der Gasflüsse erfolgt dabei über elektronische Massendurchflussregler (*mass flow controller*, MFC). Als Trägergase können Wasserstoff und Stickstoff eingesetzt werden. Um eine Verunreinigung der metallorganischen Ausgangsprodukte durch das verwendete Trägergas zu vermeiden, wird der Wasserstoff in einer Pd-Diffusionszelle und der Stickstoff durch Chemisorption nachgereinigt. Als Quellenmaterial stehen Trimethylgallium (TMGa), Trimethylindium (TMIn) und Trimethylaluminium (TMAI) zur Verfügung. Die metallorganischen Verbindungen befinden sich in Edelstahlflaschen und werden zur Stabilisierung des Dampfdruckes in ein Temperaturbad gestellt. Zum Verhindern von Kondensation der metallorganischen Verbindungen im Gasmischsystem ist dabei die Badtemperatur stets kleiner als die Umgebungstemperatur. Zusätzlich sorgt ein Druckregler für einen konstanten Flaschendruck. Entnommen wird das Quellmaterial, indem Trägergas durch die Flüssigkeit bzw. den Feststoff geleitet wird. Der Fluss Q_{MO} der metallorganischen Komponente wird dabei bestimmt durch ihren Dampfdruck, den Flaschendruck und den Trägergasfluss durch die Quelle. Mittels der sogenannten pusher-Linie wird der Metallorganika-Fluss durch das Gasmischsystem beschleunigt. Dadurch werden steile Flusstransienten, wie sie für die Herstellung dünner Heterostrukturen mit abruptem Profil nötig sind, möglich. Wie oben bereits erwähnt, werden Hydride und MO-Gase getrennt voneinander in den Reaktor ein-

geleitet. Unmittelbar vor dem Reaktoreinlass wird durch Umschaltventile (RUN/VENT) mit sehr kleinem Totvolumen und kurzen Schaltzeiten der Gasstrom gesteuert. In der Stellung VENT werden die Gase am Reaktor vorbei direkt in den Trockenbett-Absorber geleitet. Dadurch können die Gasflüsse vor dem Einleiten in den Reaktor stabilisiert werden. Erst während des eigentlichen Depositionsprozesses gelangen die Quellengase durch Schalten der RUN-Linie in den Reaktor.

2.2.3 Substrate für heteroepitaktisches Wachstum

Ein kritischer Punkt bei der Epitaxie von Nitriden ist die Wahl des geeigneten Substratmaterials. Im Gegensatz zu anderen III-V Verbindungshalbleitern sind derzeit weder homoepitaktische noch gitterangepasste Substrate kommerziell in relevanter Stückzahl erhältlich. Zwar konnten GaN- und AlN-Volumenkristalle im Labormaßstab mittels Wachstum unter extrem hohen Drücken bzw. Sublimation hergestellt werden, sie erfüllen jedoch bezüglich Größe und Herstellungskosten derzeit noch nicht die Voraussetzungen für einen kommerziellen Einsatz [21]. Eine Vielzahl alternativer Substrate wurde deshalb intensiv untersucht. Tabelle 2.2 zeigt nur einen Teil der betrachteten Materialien. Für die Wahl eines geeigneten Substrates müssen folgende grundlegenden Eigenschaften berücksichtigt werden:

- Das Substrat liefert die kristalline Grundinformation, welche die anfängliche Bekeimung und damit idealerweise die gewünschte Orientierung der Nitridkristalle während des Wachstums vorgibt. Die Substratgitterkonstanten bzw. die resultierende Gitterfehlانpassung zwischen Substrat und Epitaxieschicht sind Maß für die geforderte "Kompatibilität" und erlauben zusammen mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten Vorhersagen über den entstehenden Verspannungsgrad der GaN-Schicht.
- Hohe chemische Stabilität bei typischen Wachstumstemperaturen von ca. 1000 °C in NH₃-Atmosphäre muss gewährleistet sein.
- Der thermische Ausdehnungskoeffizient des Substrates ist ein entscheidender Parameter, da Abweichungen zwischen unterschiedlichen Materialien zu mechanischen Verspannungen und Rissbildung bei thermischen Veränderungen führen. Dies tritt zunächst beim Abkühlen von Wachstums- auf Raumtemperatur auf, gilt jedoch ebenso für thermische Zyklen während der Prozessierung (Aktivierung von p-dotiertem GaN, Legierschritte) und des späteren Bauelementbetriebes.
- Weitere Eigenschaften wie Transparenz im sichtbaren bzw. ultravioletten Spektralbereich, thermische Leitfähigkeit, Dotierbarkeit des Substrates, maximal verfügbare Wafergröße beeinflussen die Substratwahl in Abhängigkeit der angestrebten Applikation.

Tab. 2.2. Auswahl einiger für heteroepitaktisches GaN-Wachstum betrachteter Substrate mit Angabe grundlegender physikalischer Eigenschaften.

Substrat	Kristallstruktur	relative Fehlanpassung zu GaN (% bei 300 K)	Differenz des therm. Ausdehnungskoeff. zu GaN ($\cdot 10^{-6}$)	Spaltenebene	Thermische Stabilität im MOVPE-Prozess
Si	Diamant	20,1	-2,0	(111)	Gut
GaAs	Zinkblende	25,3	0,4	(110)	Ausreichend
GaP	Zinkblende	20,7	0,9	(110)	Ausreichend
MgAl ₂ O ₄	Spinel	-10,3	1,9	(100)	Gut
NdGaO ₃	Perovskit	-1,2	1,9	n.a.	Ausreichend
ZnO	Wurtzit	2,0	-2,7	($\bar{1}\bar{1}00$) (11 $\bar{2}0$) (0001)	Ausreichend
6H-SiC	ZnS 6H	-3,4	-1,4	($\bar{1}\bar{1}00$) (11 $\bar{2}0$) (0001)	Gut
LiAlO ₂	β -NaFeO ₂	1,7	1,7	(001)	Instabil
LiGaO ₂	β -NaFeO ₂	-0,1	1,9	(010)	Instabil
Al ₂ O ₃	Korund	13,8	1,9	($\bar{1}\bar{1}02$)	Gut

Wie Tabelle 2.2 zeigt, bietet LiGaO₂ eine nahezu perfekte Gitteranpassung zu GaN, ist aber leider nicht ausreichend temperaturstabil. Derzeit erscheinen nach den obigen Kriterien hauptsächlich drei Substrate für das Nitridwachstum vielversprechend: Silizium (Si), Siliziumkarbid (SiC) und Saphir (Al₂O₃). Es ist jedoch zu erwarten, dass innerhalb der nächsten Jahre GaN-Substrate von einer wachsenden Anzahl kommerzieller Anbieter erhältlich sein wird.

Silizium ist einerseits billig, von höchster Qualität und bis zu einem Durchmesser von 12 Zoll erhältlich. Andererseits weist es eine extrem schlechte Gitteranpassung von 20,1 % (vgl. Tabelle 2.2) auf. Problematisch ist auch, dass das abgeschiedene GaN auf Si infolge der thermischen Ausdehnungskoeffizienten tensil verspannt und damit für Schichtdicken größer 1 μm zur Rissbildung neigt. Arbeiten von Dadgar et al. zeigen, dass sich durch laterale Wachstumstechnik bzw. Optimierung des Verspannungshaushaltes Schichten bis zu 3 μm und Defektdichten von $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ erreichen lassen [22]. Prinzipiell führt der geringe Bandabstand des Si von 1,12 eV im sichtbaren Spektralbereich zu hoher Absorption und macht es damit für optische Bauelemente ungeeignet. Hier kann jedoch durch Ablösen des Substrates oder Verwendung von substratseitigen Spiegeln Abhilfe geschaffen werden. Jüngste Ergebnisse von auf Si hergestellten GaN-basierenden Leuchtdioden zeigen trotz Substratabsorption Ausgangsleistungen von bis zu 0,4 mW bei einem Strom von 20 mA und einer Emissionswellenlänge von 489 nm und lassen damit das Potential von Si als Substratmaterial für Nitride erahnen [22].

SiC bietet im Bezug auf Kristallsymmetrie, Gitterkonstante und thermische Ausdehnung die beste Übereinstimmung mit den Nitriden. Es existieren verschiedene SiC-Gitteranordnungen, wobei alle hexagonalen Strukturen unter dem Namen α -SiC zusammengefasst werden. Für das GaN-Wachstum wird hauptsächlich 6H-SiC verwendet, welches nach der Anzahl der Doppellagen in der Einheitszelle benannt ist. Ga-Schichten setzen beim Wachstum auf SiC dessen Gitterorientierung fort, es erfolgt keine Drehung wie bei Saphir. Die Gitterkonstante ist etwas kleiner als die von GaN, was während des Wachstums zu kompressiver Verspannung führt. Durch den geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ergibt sich nach dem Abkühlen zu Raumtemperatur jedoch eine resultierende tensile Verspannung. Die maximale deponierbare Epitaxieschicht ist damit, abhängig von Dotierlevel und genauer Zusammensetzung der Schicht, auf 3-5 μm begrenzt. Die Stärke von SiC liegen neben der geringen Gitterfehlanpassung in seiner elektrischen Leitfähigkeit, welche die Realisierung von Bauelementen mit Rückseitenkontakt ermöglicht. Seine hohe thermische Leitfähigkeit bietet zudem Vorteile für optische und elektronische Bauelemente hoher Ausgangsleistung.

Saphir stellt einen Kompromiss zwischen Si und SiC dar und ist das derzeitig meist genutzte Substrat. Es sind großflächige, qualitativ hochwertige Kristalle zu relativ niedrigen Preisen erhältlich. Saphir ist transparent im Wellenlängenbereich von 260-5000 nm, weist hohe chemische und thermische Stabilität auf und ist elektrisch isolierend. Üblicherweise wird bei Saphir auf der (0001)-Ebene gewachsen, sodass die c -Achse von Saphir und aufgewachsenem GaN idealerweise parallel zueinander sind. Allerdings ist die Einheitszelle von GaN 30° bezüglich der Al_2O_3 -Einheitszelle um die c -Achse gedreht. Dadurch wird die Gitterfehlanpassung von ursprünglich 30 % auf 13,8 % verringert.

2.2.4 Heteroepitaktisches Wachstum auf Saphir

Für alle drei vorgestellten Substrate erschweren die Gitterfehlanpassung und Unterschiede der thermischen Ausdehnungskoeffizienten die Herstellung hochwertiger GaN-Schichten erheblich. Direktes Epitaxieren von GaN auf den Substraten bei wachstumstypischen Temperaturen von 1000 - 1100 $^\circ\text{C}$ ergeben Filme mit sehr schlechten elektrischen, optischen und strukturellen Eigenschaften. Ein Durchbruch in der Materialqualität konnte erst von Akasaki et al. durch Einsatz einer Niedertemperatur-Nukleationsschicht erreicht werden [3]. Dabei wird eine dünne AlN- bzw GaN-Lage bei Temperaturen zwischen 450 $^\circ\text{C}$ und 600 $^\circ\text{C}$ abgeschieden. Die Nukleationsschicht (*nucleation layer*, NL) bildet eine Grenzfläche von 3-dimensionalen Keimen, welche das Substrat benetzen, die Oberflächenenergie beim folgenden Wachstumsschritt absenken und die Verspannung zwischen Substrat und GaN reduzieren. Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und Rasterkraftmikroskopie (*atomic force microscopy*, AFM) haben gezeigt, dass die bei tiefen Temperaturen abgeschiedene GaN-NL aus einer Mischung von hexagonalen und kubischen Inseln besteht, während die AlN-Schicht eine quasi-amorphe Struktur aufweist [23]. Für beide NL erhält man eine Umkristallisierung während des Hochheizens auf Wachstumstemperatur bei 1000 $^\circ\text{C}$. Messungen ergaben ein Anwachsen der durchschnittlichen Keimgröße und der mittleren Rauheit der Nukleationsschicht nach Durchlaufen der Temperaturrampe. Offen-

sichtlich besitzt die Art der Rekristallisierung einen wesentlichen Einfluss auf die spätere Schichtqualität. Gefunden werden muss für die NL ein Optimum bezüglich Oberflächenrauheit und interner Defektstruktur. Es gilt als anerkannt, dass die Defektstruktur des NL sich in der Anordnung und Typus der Versetzungslinien im folgenden GaN widerspiegelt [1]. Das aufwachsende GaN nahe der Nukleationsschicht wird zunächst dominiert von Stapelfehlern und Stufenversetzungen [24]. Mit zunehmender Schichtdicke verbessert sich die kristalline Schichtqualität und ein Teil der Versetzungslinien terminiert. Der häufigste Versetzungstyp sind Fadenversetzungen (*threading dislocations*), welche nahezu parallel zur c -Achse laufen und ihren Ursprung in der Regel am GaN-Saphir-Interface haben. TEM-Untersuchungen ergaben, dass wenige Mikrometer von der NL entfernt die Fadenversetzungen dazu neigen, sich in einer geometrischen Anordnung zu formieren, welche eine kolumnare Struktur des heteroepitaktischen GaN-Films zeigt [25]. Die individuellen Säulen sind dabei gegeneinander verdreht und die c -Achse der Säulen zur Wachstumsrichtung leicht verkippt. GaN-Schichten hoher Qualität besitzen Säulendurchmesser von kleiner $1\ \mu\text{m}$ [14].

2.2.5 Dotierung

In nahezu allen effizienten optischen Bauelementen werden die emittierten Photonen durch Rekombination von Löchern im Valenzband mit Elektronen im Leitungsband erzeugt. Die kontrollierte Dotierung des Halbleiters ist daher Grundvoraussetzung für die Herstellung von HB-LEDs oder Lasern. Im Allgemeinen nimmt die Schwierigkeit, Halbleiter zu dotieren mit größer werdendem Bandabstand zu. Dies liegt einerseits daran, dass natürliche Defekte bei wide-bandgap Materialien thermodynamisch stabiler sind. Andererseits rücken die vom Dotierstoff gebildeten Energieniveaus tiefer in die Bandlücke hinein, was zu einem Anstieg der Aktivierungsenergie führt. Die für GaN gebräuchlichen Dotierstoff und ihre Aktivierungsenergien sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Daneben kann auch für nominell undotiertes GaN infolge von Kristalldefekten oder Verunreinigungen eine Hintergrunddotierung beobachtet werden.

Tab. 2.3. Störstellenniveaus in GaN nach [1, 26]

Donator		Akzeptor	
Element	Aktivierungsenergie zum Leitungsband [meV]	Element	Aktivierungsenergie vom Valenzband [meV]
Si_{Ga}	12-22	Mg_{Ga}	160-210
V_{N}	35	Si_{N}	225
O	80	Zn_{Ga}	340
		Be_{Ga}	250

Hintergrunddotierung

Typischerweise lässt sich für nominell undotiertes GaN eine leichte n-Hintergrunddotierung beobachten. Inwieweit die dafür nötigen Donatorstörstellen durch Verunreinigungen oder Fehlstellen des Kristalls verursacht werden, ist Gegenstand anhaltender Diskussion [16]. Lange Zeit galt als Ursache der Hintergrunddotierung die Bildung von Stickstofffehlstellen im Kristall, welche gemäß Tabelle 2.3 einen energetischen Level 35 meV unterhalb des Leitungsbandes besitzen [16]. Andere Arbeitsgruppen fanden Hinweise auf Sauerstoff- und Siliziumspuren, welche sie Verunreinigungen des Quellenmaterials oder Kontamination durch abdampfenden Reaktorquarzteile zuschrieben [1]. Neuere Betrachtungen gehen von einer Anreicherung von Donatoren an defektreichen Regionen wie den Grenzflächen der kolumnaren Struktur aus [27]. Ob es dort zu Konzentration von Verunreinigungen kommt oder strukturell induzierte, native Störstellen vorliegen, ist jedoch noch nicht geklärt. Durch verbesserte Reinheit der Quellenmaterialien und Verwendung von Nukleationsschichten lässt sich die Hintergrunddotierung jedoch in die Größenordnung von 10^{16}cm^{-3} reduzieren, sodass sie bei der Dotierung für lichtemittierende Bauelemente eine untergeordnete Rolle spielt.

n-Dotierung

Neben der n-Hintergrunddotierung lässt sich GaN auch gezielt durch Einbau von Fremdatomen dotieren. Der zumeist eingesetzte Dotierstoff, um n-Leitfähigkeit zu erhalten, ist dabei das Gruppe IV-Atom Si. Als Quellen dienen üblicherweise SiH_4 (Silan) bzw. Si_2H_6 (Disilan). Niebuhr et al. zeigten, dass auch mit Sauerstoff eine kontrollierte Dotierung im Bereich $n = 4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ bis $n = 4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ realisiert werden kann [28]. Aufgrund der geringen Aktivierungseffizienz von 50 % spielt O jedoch keine Rolle für die gesteuerte n-Dotierung. Wie in Tabelle 2.3 aufgeführt, besitzt Si in GaN einen amphoteren Charakter, d.h. das Si-Atom kann entweder den Platz eines Ga-Atoms (Si_{Ga}) oder den eines N-Atoms (Si_{N}) einnehmen. Es zeigt sich jedoch, dass der Einbau fast ausschließlich auf einem Ga-Platz erfolgt. Die Aktivierungsenergie des flachen Si-Donators Si_{Ga} wurde von Götz und Johnson durch temperaturabhängige Hallmessungen auf 12-17 meV bestimmt, sodass bei Raumtemperatur von vollständiger Ionisierung ausgegangen werden kann [26]. Vergleiche von Hall-Daten mit Dotierstoffkonzentrationen aus SIMS-Analysen bestätigen dies. Die gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen steigen linear mit dem molaren Fluss des angebotenen Dotiergases an und sind unabhängig von der verwendeten Si-Quelle. Obwohl Si-Dotierungen von $n > 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ erreicht werden können, neigen GaN-Filmen mit Ladungsträgerkonzentrationen höher $n = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ zur Ausbildung von Rissen [29]. Genau genommen besteht ein Verhältnis zwischen Dotierstoffkonzentration und maximal deponierbarer Schichtdicke, d.h. niedrig dotierte Filme können dicker abgeschieden werden bevor Rissbildung auftritt. Eine genaue Korrelation zwischen Wachstumstemperatur, Nukleationsschichtdicke, Dotierlevel und kritische Schichtdicke konnte bisher noch nicht gefunden werden. Ruvimov et al. berichteten sogar über eine verbesserte Kristallqualität und eine um den Faktor 2 reduzierte Versetzungsdichte bei einer Si-Dotierung von $n = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ [30].

p-Dotierung

Die Realisierung elektronischer und optoelektronischer Bauelemente auf GaN-Basis stagnierte lange Zeit aufgrund fehlender p-Dotierung. Erst zwei Jahrzehnte nachdem Panikove et al. die erste Metall/Isolator/Halbleiter-LED (MIS-LED) vorgestellt hatte [31], erzielte Akasaki und Mitarbeiter 1988 den entscheidenden Durchbruch. Es gelang ihnen, Mg-dotiertes GaN durch Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen (*low energy electron beam irradiation, LEEBI*) elektrisch zu aktivieren [4]. Nakamura et al. zeigten, dass ein identischer Aktivierungseffekt auch thermisch erreicht werden kann [5]. Grund für den nötigen Aktivierungsschritt ist, dass Magnesium nach Einbau in Form eines Mg-H-Komplexes vorliegt und zunächst elektrisch passiviert ist. Erst nach Aufbrechen dieses Komplexes und Ausdiffusion des Wasserstoffes erhält man Löcherleitfähigkeit. Als Quellenmaterial für die p-Dotierung wird üblicherweise Biscyclopentadienylmagnesium ((C₅H₅)₂Mg bzw. Cp₂Mg) verwendet. Für eine detailliertere Auseinandersetzung mit der p-Dotierung von GaN sei auf Kapitel 3.2 verwiesen.

2.2.6 Ternäre Verbindungshalbleiter AlGaN und InGaN

Das Wachstum von ternären nitridischen Verbindungshalbleitern stellt eine Herausforderung an die Epitaxie dar. Wie aus Tabelle 2.4 ersichtlich wird, differieren Wachstumstemperatur und -druck für ternäre Halbleiter erheblich von GaN. Berücksichtigt man, dass für eine typische LED die Heterostrukturübergänge unmittelbar in bzw. an der aktiven Zone liegen (InGaN/GaN-Heterostruktur gefolgt von einer AlGaN-Schicht als Elektronenbarriere), so bedeutet dies, dass wachstumstechnische Temperatur- und Druckänderungen an sensibler Stelle des Bauelementes durchgeführt werden müssen. Die notwendigen Wachstumsunterbrechungen bergen die Gefahr der verminderten Grenzflächenqualität und des Einbaus von Verunreinigungen. AlGaN-Verbindungen sind prinzipiell leichter

Tab. 2.4. Typische verwendete MOCVD-Wachstumsbedingungen für GaN und die ternären Verbindungen InGaN, AlGaN

	GaN	InGaN	AlGaN
Wachstumstemperatur [°C]	1050-1100	750-850	1050-1100
Wachstumsdruck [mbar]	200-1000	200-1000	50-100
V/III-Verhältnis	1000-20000	5000-30000	1000-20000
Gruppe-III-Quelle	TMGa	TEGa, TMIn	TMGa, TMAI
Gruppe-V	NH ₃	NH ₃	NH ₃
Trägergas	H ₂	N ₂	H ₂

zu realisieren als InGaN, da der Unterschied zu GaN bezüglich thermischer Stabilität geringer ist. Anders als bei InGaN wird für die ternäre Verbindung Al_xGa_{1-x}N keine Mischungslücke bzw. auftretende Aluminiumsegregation beobachtet. Die Schwierigkeiten

liegen in parasitären Reaktionen während des Wachstums, Rissbildung und schwachem Dotierstoffeinbau. Insbesondere TMAI neigt zu starken parasitären Vorreaktion mit Ammoniak. Problematisch wird dies genau dann, wenn die Vorreaktion stattfindet, bevor die Reaktanten die Substratoberfläche erreicht haben. Durch Absenken des Reaktordruckes kann das statistische Aufeinandertreffen der Ammoniak- und TMAI-Moleküle verringert und damit die Häufigkeit der Vorreaktion reduziert werden. AlGaN-Verbindungen mit nahezu beliebigem Al-Gehalt lassen sich so herstellen. Eine erheblich größere Limitierung stellt die auftretende Rissbildung dar. Die Gitterfehlpassung und (in geringerem Maße) die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von GaN und AlGaN verursachen eine tensile Verspannung, welche sehr viel schwieriger zu kontrollieren ist als der kompressive Stress bei InGaN auf GaN. Die kritische Schichtdicke, bei welcher Risse auftreten, ist abhängig vom Al-Gehalt, den Wachstumsparametern und der Verspannung des gesamten Schichtpaketes. Dickere $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Schichten ($> 500 \text{ nm}$, $x > 0,1$), wie sie für Laserstrukturen als optische Wellenführung benötigt werden, werden meist in Form von Übergittern (*strained layer superlattice*, SLS) hergestellt. Mit steigendem Al-Gehalt im Festkörper ist es zunehmend schwieriger p-Leitfähigkeit im AlGaN zu realisieren. Dies liegt am größeren Bandabstand des AlGaN und der damit verbundenen anwachsenden Aktivierungsenergie des Akzeptorlevels. Da weniger als 1 % der Mg-Akzeptoren aktiviert sind, ist der Einbau $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Mg-Atomen notwendig, um zumindest geringe p-Leitfähigkeit zu erreichen [1].

Wie Tabelle 2.4 entnommen werden kann, verlangt das Wachstum von InGaN aufgrund der geringen Dissoziationstemperatur von InN [32] im Vergleich zu GaN und AlN deutlich reduzierte Temperaturen. Das zur Verfügung stehende Temperaturfenster zur Epitaxie von hochwertigem InGaN ist jedoch auf den Bereich $750\text{-}850 \text{ }^\circ\text{C}$ beschränkt. Nakamura et al. beobachteten, dass über Temperaturen von $850 \text{ }^\circ\text{C}$ kein nennenswerter Einbau von In in den Halbleiter erfolgt [33]. Ein Absenken der Wachstumstemperatur führt zwar zur Erhöhung des eingebauten In-Gehaltes, jedoch auf Kosten der Kristallqualität. Aufgrund der hohen Energie, die für das Aufbrechen der N-H-Verbindungen der Ammoniakmoleküle nötig ist, sinkt die NH_3 -Zerlegungseffizienz drastisch zu kleineren Temperaturen hin. Werden Stickstoffradikale nicht in ausreichender Menge an der Oberfläche der Epitaxieschicht zur Verfügung gestellt, so kommt es zur Formierung von metallischen In-Tröpfchen. Ein weiteres grundlegendes Problem liegt in der Gitterfehlpassung zwischen InN und GaN ($\frac{\Delta a}{a} \approx \frac{\Delta c}{c} \approx 11\%$), was schon bei sehr dünnen Schichten wie QWs zur Versetzungsbildung, verstärktem dreidimensionalem Wachstum und höherer Mosaizität führen kann. Verändertes Nukleationsverhalten bedingt durch Gitterfehlpassung, niedrige Depositionstemperatur und geringe Oberflächenbeweglichkeit der Adatome ergeben oft schlechte Interfacequalitäten für Schichten unterschiedlicher In-Konzentration. Berechnungen von Ho und Stringfellow zeigen, dass das InGaN-System eine Mischungslücke enthält und die Löslichkeit von In in GaN bei $800 \text{ }^\circ\text{C}$ weniger als 6 % beträgt [34]. Kawaguchi berichtet, dass beim Wachstum von InGaN-Verbindungen auf GaN oder AlGaN der In-Anteil der abgeschiedenen Schicht zunächst gering ist, mit zunehmender Schichtdicke jedoch ansteigt (*composition pulling effect*)[35]. Als Ursache dieses Effektes wird die Kristallverspannung infolge der unterschiedlichen Gitterkonstanten vermutet. Tatsächlich findet man, dass bei

größerer Gitterfehlpassung zwischen InGaN und der darunterliegenden Schicht die Änderung des In-Gehaltes stärker variiert, was bedeutet, dass die Gitterdeformation einen wesentlichen Einfluss auf die Indiumverteilung im Kristall besitzt.

Aus Arbeiten zahlreicher Gruppen haben sich Grundregeln für das Wachstum von InGaN herauskristallisiert, mittels welchen sich die oben geschilderten Probleme zumindest teilweise beherrschen lassen:

- Die Wachstumstemperaturen von InGaN sind sehr viel niedriger als die von GaN zu wählen, um die Dissoziation der In-N-Bindungen und eine Desorption der In-Atome zu reduzieren
- InGaN wird meist bei sehr hohen V/III-Verhältnissen gewachsen, um der verminderten Ammoniak-Zerlegungseffizienz entgegenzuwirken und die In-N-Bindung zu stabilisieren.
- Da auch schon bei sehr kleinen Mengen Wasserstoff ein (Rück-)Ätzen des In bzw. InN erfolgt, wird als Trägergas für das InGaN-Wachstum üblicherweise N₂ bevorzugt.
- Optische Bauelemente hoher Ausgangsleistung und Effizienz besitzen Quantentröge mit einer geringen Schichtdicke von 1,5-3 nm, so dass die InGaN-Schicht noch nicht unter Ausbildung von Versetzungen relaxiert, sondern pseudomorph verspannt aufwächst.

Kapitel 3

Charakterisierung von Einzelschichten und Heterostrukturen

Hocheffiziente LEDs und Laserstrukturen nach heutigem Stand der Technik basieren auf Heterostruktur-Übergängen, welche durch Banddiskontinuitäten einen lokalen Ladungsträgereinschluss ermöglichen und die lichtemittierende Schicht auf wenige Nanometer Dicke reduzieren. Bei GaN-basierenden Leucht- und Laserdioden im sichtbaren Emissionsbereich besteht der Heteroübergang aus einer optisch aktiven InGaN-Struktur, welche zur elektrischen Ladungsträgerinjektion zwischen p- und n-dotierten GaN-Schichten eingebettet ist. Außer bei der effizienten Ladungsträgerinjektion spielt das vertikale Dotierprofil auch für die Minimierung der Bauelementbetriebsspannung eine wichtige Rolle. Abhängig von der Funktion der jeweiligen Epitaxieschicht werden dafür unterschiedliche Anforderungen gestellt. Für Bahngebiete, in welchen zur Verringerung des Zuleitungswiderstandes eine große Leitfähigkeit gewünscht wird, kann es ausreichen, das Material bezüglich des Produktes von Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit zu optimieren. Für geringe Kontaktwiderstände hingegen werden sehr hohe Ladungsträgerkonzentrationen benötigt, die Beweglichkeit spielt hier eine untergeordnete Rolle.

Da die Dotierung von GaN und die Realisierung qualitativ hochwertiger InGaN-Schichten Schlüsselbausteine zur Herstellung von Leuchtdioden hoher Lichtausbeute darstellen, wurde das epitaktische Wachstum zunächst an Einzelschichten untersucht und optimiert, welche später die Basis für die Realisierung von Bauelementen bilden. Im Folgenden soll daher zunächst die Dotierung von Einzelschichten sowie ihre Auswirkung auf elektrische, optische und morphologische Eigenschaften untersucht und diskutiert werden. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der p-Dotierung von GaN mittels Magnesium, da sich diese wesentlich anspruchsvoller gestaltet als das Erreichen von n-Leitfähigkeit. Daran schließt sich die Evaluierung von InGaN/GaN-Heterostrukturen an. Emissionswellenlänge, Halbwertsbreite und Effizienz in Abhängigkeit der Wachstumsparameter und Struktur werden hier genauer betrachtet.

3.1 n-dotiertes GaN

In der vorliegenden Arbeit erfolgte die n-Dotierung von GaN ausschließlich durch Silizium, welches für das MOVPE-Wachstum durch eine SiH₄-Quelle zur Verfügung gestellt wird. Gemäß Tabelle 2.3 beträgt die Aktivierungsenergie des Si-Donators nur 12-22 meV, sodass bei Raumtemperatur von vollständiger Ionisierung ausgegangen werden kann. Die untersuchten Proben bestehen aus ca. 1 μm dicken GaN:Si-Schichten, welche auf 2 μm

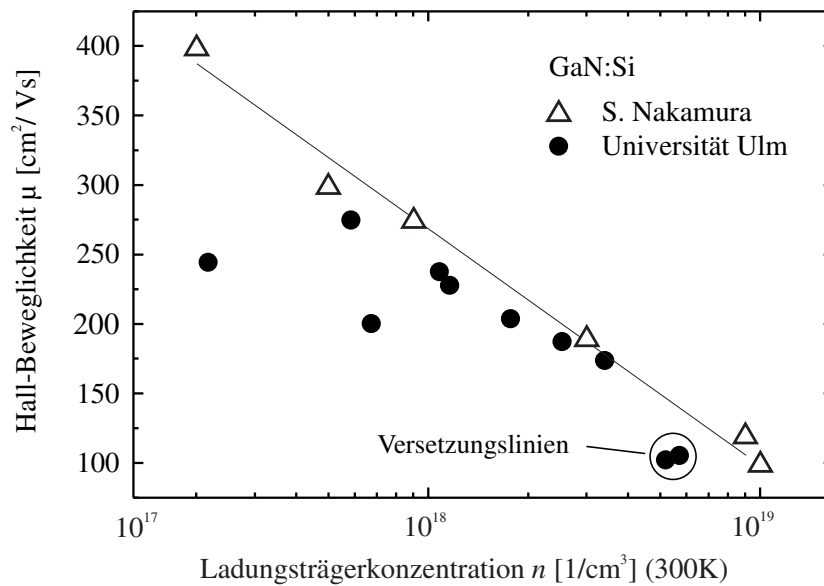


Bild 3.1. Ladungsträgerbeweglichkeit von Si-dotiertem GaN bei Raumtemperatur in Abhängigkeit der freien Ladungsträgerkonzentration. Zum Vergleich sind die Literaturdaten von Nakamura et al. eingetragen [36]. Auffällig ist der starke Rückgang der erreichten Beweglichkeit zu geringen Dotierniveaus hin.

nominell undotiertem GaN abgeschieden wurden. Die Messung der freien Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit bei Raumtemperatur erfolgte durch Hallmessung. Zum Messen der Proben wurden Indiumkontakte verwendet, welche bei ca. 300 °C für 30 s einlegiert wurden. Analog zur Literatur [36] wurde für die Si-Dotierung ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Dotierstoffeinbau und Dotiergasfluss beobachtet [37]. Die Ladungsträgerkonzentration lässt sich dadurch im Bereich von $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $n = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ einstellen. Betrachtet man die zugehörige Ladungsträgerbeweglichkeit in Abbildung 3.1, erkennt man, dass die Beweglichkeit μ_n mit steigender Ladungsträgerkonzentration erwartungsgemäß abnimmt. Dies ist auf Coulomb-Streuung der Elektronen an den Dotieratomen zurückzuführen. Bei höheren Si-Konzentrationen steigt die Streuwahrscheinlichkeit an und die Beweglichkeit sinkt damit. Die Beweglichkeiten der hergestellten Proben im untersuchten Dotierbereich bewegen sich zwischen $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $270 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Zum Vergleich sind in Abbildung 3.1 Literaturwerte von Nakamura et al. eingetragen [36]. Man erkennt, dass die erreichten Beweglichkeiten im Bereich von $n = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nur wenig unter den Literaturwerten liegen. Auffällig sind jedoch Abweichungen für Ladungsträgerkonzentrationen unterhalb von $n = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Für eine n-Konzentration von $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ berichtet Nakamura eine Elektronenbeweglichkeit von $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Werte heutiger *state of the art*- Schichten sind sogar im Bereich $500\text{--}700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ anzusiedeln. Der erreichte Wert von $240 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ fällt hier deutlich ab. Ursache hierfür ist vermutlich ein nicht vollständig optimierter Wachstumsprozess, welcher eine kolumnare Strukturbildung des GaN begünstigt. Korrigiert werden müssen hier hauptsächlich die Epitaxiebedingungen der Nukleationsschicht und allerersten Wachstumspha-

se nach oder beim Hochheizen auf die eigentliche Wachstumstemperatur von ca. 1050 °C (vgl. Kapitel 2.2.4). Die Grenzflächen der aneinanderliegenden hexagonalen Säulen stellen Potentialwälle dar, die den lateralen Stromfluss in den Schichten hemmen. Bei höheren Dotierkonzentrationen kann es zu einer Anreicherung der Donatoren an den Grenzflächen kommen. Die hohe Konzentration von Dotanten verursacht eine Bandverbiegung, welche die effektive Höhe der Potentialwälle absenkt und damit die Elektronen die Barrieren leichter überwinden lässt. Für Ladungsträgerkonzentrationen ab $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist daher eine verbesserte Übereinstimmung mit den Literaturwerten zu beobachten.

Für Ladungsträgerkonzentrationen größer $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ tritt ein Einbruch der Beweglichkeit infolge Bildung von V-förmigen Defektlinien und Rissen auf. Die V-förmigen Gräben bzw. Versetzungslinien sind mit bloßem Auge zu erkennen und weisen unter dem Lichtmikroskop für hexagonale Kristallstrukturen charakteristische Winkel von 30° und 60° auf. Da hohe Si-Dotierungen eine wachsende tensile Verspannung verursachen, ist es möglich, dass sich zur Verspannungskompensation Versetzungen bilden, welche sich während des Wachstums V-förmig in Wachstumsrichtung fortsetzen. SEM-Untersuchungen zeigen, dass die Risse teilweise bis in das Saphirsubstrat reichen. Die Rissbildung selbst tritt infolge von Gitterfehlpassung und hohem Verspannungsgrad der Schicht auf [38]. Sowohl die V-förmigen Gräben als auch die Risse stellen eine wesentliche Beeinträchtigung des lateralen Stromflusses dar. Es sei abschließend nochmals darauf hingewiesen, dass die auftretende Rissbildung nicht eine alleinige Funktion der Dotierkonzentration ist, sondern dass ein Verhältnis zwischen Dotierkonzentration und maximal deponierbarer Schichtdicke besteht. Für die Herstellung von LEDs ergibt sich daraus der Bedarf nach einem flexiblen Dotierprofil, welches im dicken n-Bahngebiet bzw. Injektionsgebiet gemäßigte Ladungsträgerkonzentrationen von $n = 1 - 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und für die Kontaktschicht höhere Dotierlevel besitzt.

3.2 p-dotiertes GaN

Während sich n-Leitung, wie im vorigen Kapitel gezeigt, über einen weiten Bereich gut kontrollieren lässt, stellt die p-Dotierung von GaN nach wie vor eine Herausforderung dar. Die auftretenden Probleme beim Wachstum von hochleitendem p-GaN mittels MOCVD sind im wesentlichen auf drei Punkte zurückzuführen:

- Die Hintergrunddotierung, welche infolge von Verunreinigungen oder nativen Punktdefekten auftritt, kann zu einer hochgradigen Kompensation führen. Trotz Fortschritte im epitaktischen Wachstum sind Hintergrunddotierungen in der Größe von $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ nicht unüblich.
- Der sehr tief gelegene Energielevel des flachsten bekannten Akzeptors Mg liegt mit 160 meV bis 210 meV bei Raumtemperatur immer noch ein Vielfaches von $k_B T$ über dem Valenzband von GaN. Dies führt dazu, dass nur etwa 1 % der Dotieratome bei Raumtemperatur tatsächlich ionisiert sind. Magnesium muss also in einer chemischen Konzentration in den Festkörper eingebaut werden, welche ca. 2 Größenordnungen über der angestrebten freien Löcherkonzentration liegt und damit an der

Löslichkeitsgrenze in GaN liegt. Für zu hohe Mg-Konzentrationen wird eine erneute Abnahme der Leitfähigkeit beobachtet [39], was sich nach [40] auf Ausbildung von Mg_3N_2 bei Überschreiten der Löslichkeitsgrenze von Mg in GaN zurückführen lässt. Darüberhinaus kommt es jedoch auch zu Selbstkompensationseffekten infolge von $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplexen.

- Der Einbau von Wasserstoff auf Zwischengitterplätzen während des MOCVD-Wachstums sorgt schließlich dafür, dass Mg in Form eines Mg-H-Komplexes vorliegt. Mg ist deshalb als Akzeptor zunächst elektrisch passiviert, wodurch ein zusätzlicher Aktivierungsschritt notwendig wird.

3.2.1 Aktivierung von Mg-dotiertem GaN

Magnesium als Akzeptor nimmt im Kristallgitter den Platz eines Galliumatoms ein. In diesem Fall tritt nur eine geringe Gitterrelaxation der umgebenden Stickstoffatome auf, da Mg und Ga sich bezüglich Atomgröße und chemischer Eigenschaften relativ ähneln. Die Atomradien von Mg, Ga und N betragen 1,301, 1,225 und 0,719 Å. Wegen des größeren Atomradius des Magnesiums verursacht der Einbau eines Mg-Atoms auf einem Stickstoff-Gitterplatz erhebliche Gitterverformung, was gleichbedeutend mit einer hohen Bildungsenergie der Mg_{N} -Konfiguration ist. Aus gleichem Grund ist auch der Einbau von Mg auf Zwischengitterplätzen (Mg_i) unwahrscheinlich, dies ändert sich jedoch bei Einbau von Mg_i nahe einer Stickstofffehlstelle V_{N} . Wie aus Berechnungen von Neugebauer et al. hervorgeht, wird Magnesium aufgrund der geringeren Formierungsenergie bevorzugt als Magnesium-Wasserstoff-Komplex (Mg-H) in GaN eingebaut [41]. Es ist deshalb als Akzeptor zunächst passiviert, wodurch der oben angesprochene zusätzliche Aktivierungsschritt notwendig wird. Ein Vergleich der Einbaukonzentrationen für Mg und Mg-H zeigt zudem, dass durch den Einbau von elementarem Mg die n-Hintergrunddotierung durch Stickstofffehlstellen (V_{N}) im GaN nicht kompensiert werden kann [41]. Beim Einbau als Mg-H wird zum einen also das Angebot an Akzeptoratomen erhöht, gleichzeitig erreicht man eine Reduzierung der Stickstofffehlstellen. Die Existenz eines Magnesium-Wasserstoff-Komplexes wurde erst 1996 von Götz et al. mittels Absorptionsspektroskopie nachgewiesen [42]. Spricht man über die Aktivierung des Magnesiumakzeptors, so muss zwischen zwei Typen von Aktivierung unterschieden werden. Die *elektrische Aktivierung* entspricht wie bei jedem Halbleiter der (thermischen) Ionisierung des Akzeptors. Aufgrund der hohen Aktivierungsenergie trägt wie in Kapitel 2.2.5 diskutiert nur ein Bruchteil der eingebauten Magnesiumatome zur Löcherleitung bei. Grundvoraussetzung für die mögliche elektrische Aktivierung des Akzeptors ist ein vorhergehendes Aufbrechen des oben beschriebenen Mg-H-Komplexes, die sogenannte *thermische Aktivierung*:



Zur Überwindung der Bindungsenergie des Mg-H-Komplexes von $E_B = 0,7$ eV [41] ist prinzipiell nur eine Temperatur von etwa 300 °C erforderlich. Der dissoziierte Wasserstoff kann entweder aus der Probe diffundieren oder intern an Plätzen wie Korngrenzen oder

Versetzungen stationär angelagert werden. Die Diffusionsbarriere des Wasserstoffes wurde von Neugebauer zu 1,4 eV berechnet [41]. Gemäß den bisherigen Ausführungen muss bei der Betrachtung von Mg-dotiertem GaN also differenziert werden zwischen:

- der im Festkörper eingebauten chemischen Konzentration von Mg-Atomen [Mg].
- der Akzeptor-Konzentration N_A
- der ionisierten Akzeptor-Konzentration N_A^-
- der resultierenden Löcherkonzentration $p = N_A^- - N_D^+$, welche der ionisierten Akzeptorkonzentration abzüglich der Hintergrunddonatorkonzentration entspricht.

Desweiteren ist ersichtlich, dass die resultierende p-Leitfähigkeit sowohl von den epitaktischen Parametern als auch von der Effizienz des nachfolgenden Aktivierungsprozesses bestimmt wird. Im folgenden soll daher zunächst der Einfluss verschiedener Wachstumsparameter an Schichten untersucht werden, welche unter - in der Literatur häufig verwendeten - Standardbedingungen (10 Minuten bei 800°C unter Stickstoffatmosphäre) aktiviert wurden. Im Anschluss daran erfolgt ein Vergleich mit modifizierten Aktivierungsverfahren.

Die untersuchten Proben bestehen, soweit nicht anders vermerkt, aus 2 μm nominell undotiertem GaN und 300 nm Mg-dotiertem p-GaN. Die thermische Aktivierung der Proben wurde nach dem MOVPE-Wachstum in einem separaten Ofen (*rapid thermal annealer, RTA*), welcher Prozesse mit schnellen Temperaturrampen und exaktem Temperaturprofil ermöglicht, unter Stickstoff durchgeführt. Die Bestimmung der Löcherkonzentration und Löcherbeweglichkeit erfolgte mittels Hallmessung bei Raumtemperatur. Die Hintergrunddotierung des undotierten GaN lag bei Raumtemperatur unter der messtechnischen Auflösungsgrenze des Hall-Setups, d.h. kleiner 10^{16} cm^{-3} . Zur Messung wurden die Proben verkleinert und mittels legierten In- oder aufgedampften Ni/Au-Kontakten bestromt. Die epitaktische Herstellung der Proben erfolgte bei einem Reaktordruck von 200 mbar, einem V/III-Verhältnis von 5000 und einer Suszeptortemperatur von ca. 1050 °C. Variationen der Wachstumstemperatur in einem 60 °C großen Parameterfenster ergaben keine nennenswerte Veränderung der p-Leitfähigkeitswerte. Abbildung 3.2 zeigt die gemessene Löcherkonzentration und Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit des eingestellten, auf den TMGa normierten Cp_2Mg -Flusses. Letzterer wurde im Bereich zwischen 20 nmol/min und 150 nmol/min variiert. Man beobachtet eine maximale Löcherkonzentration von $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für einen Cp_2Mg -Fluss, welcher 0,25 % des TMGa-Flusses beträgt. Die zugehörige Löcherbeweglichkeiten liegen bei Werten von 10-12 Vs/cm^2 , wodurch sich eine maximale Leitfähigkeit von $0,33 (\Omega\text{cm})^{-1}$ ergibt. Bemerkenswert ist, dass im Vergleich zur Silandotierung des vorigen Kapitels, die freie Ladungsträgerkonzentration nicht mit zunehmendem Dotiergasfluss monoton ansteigt, sondern vielmehr zu höheren Werten hin wieder sinkt. Kaufman et al. untersuchten als erste Arbeitsgruppe einen möglichen Selbstkompensationsmechanismus für p-dotiertes GaN [43]. Anhand von Hall-, SIMS- und Photolumineszenzmessungen zeigten sie, dass es für chemische Mg-Konzentrationen ab $[\text{Mg}] = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zur Bildung eines $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplexes kommt, welcher als tiefer

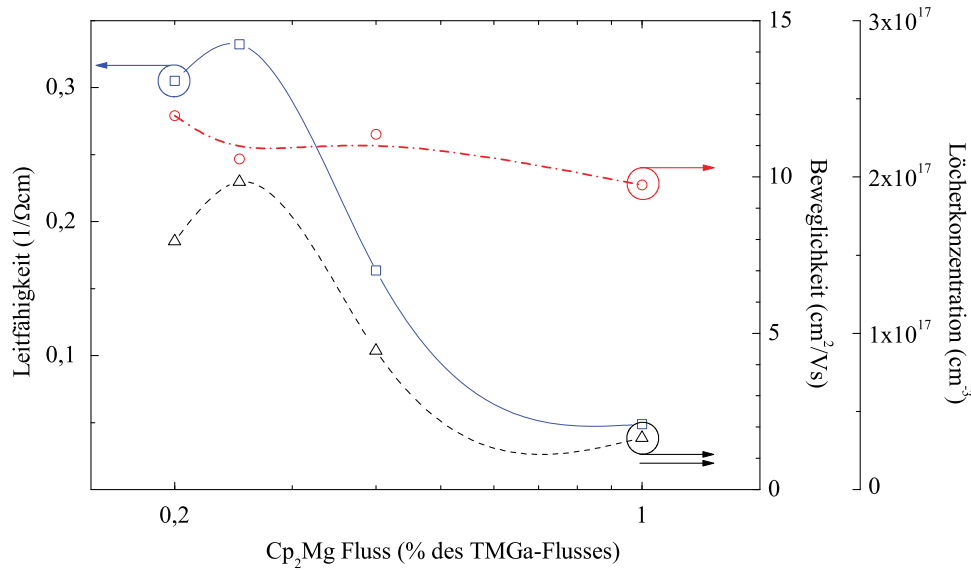


Bild 3.2. Freie Ladungsträgerkonzentration p , Löcherbeweglichkeit μ_p und resultierende p -Leitfähigkeit σ_p von 300 nm dickem GaN:Mg als Funktion des Cp₂Mg-Flusses. Die Proben wurden bei 800 °C für 10 Minuten unter Stickstoffatmosphäre aktiviert.

Donator mit einer Aktivierungsenergie von 430 meV wirkt. Eckey et al. ermittelten für hoch dotiertes GaN:Mg durch anregungsleistungsabhängige Photolumineszenzmessungen Mg-induzierte Donatorniveaus, welche 240 ± 30 , 350 ± 30 und 850 ± 30 meV unter dem Leitungsband liegen und für die Kompensation verantwortlich sind [44]. Der Kompensationsmechanismus führt zu einer Diskrepanz bei der Realisierung von p -dotiertem GaN hoher Leitfähigkeit. Einerseits verlangt die große Aktivierungsenergie des Magnesiums chemische Konzentrationen von deutlich über $[\text{Mg}] = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Andererseits tritt ab dieser Größenordnung bereits die oben beschriebene Selbstkompensation ein. Um eine optimale p -Leitfähigkeit zu erreichen, muss daher eine Zusammenspiel von maximaler $[\text{Mg}]$ -Konzentration und N-Fehlstellenarmem Wachstum gefunden werden.

SIMS-Untersuchungen, welche an der Probe mit 0,4%-igem Cp₂Mg-Fluss durchgeführt wurden, ergaben eine Mg-Konzentration von $[\text{Mg}] = 4 - 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Für eine gemessene freie Löcherkonzentration von $p = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich damit ein Aktivierungsgrad von lediglich 0,2%, welcher nicht allein durch die hohe Aktivierungsenergie des Akzeptors erklärt werden kann. Verantwortlich für die geringe effektive Akzeptorionisierung sind vermutlich Selbstkompensation und Passivierung durch den in der Schicht verbliebenen Wasserstoff. Dass durch modifizierte Aktivierungsverfahren höhere freie Ladungsträgerkonzentrationen erreicht werden können, soll im folgenden Unterkapitel demonstriert werden.

3.2.2 Modifizierte thermische Aktivierungsverfahren

Das klassische Aktivierungsverfahren von GaN:Mg ist die thermische Aktivierung. Bei diesem Vorgehen wird der Mg-H Komplex thermisch in einem Ausheizofen aufgebrochen. Zur Überwindung der Bindungsenergie von $E_B = 0,7 \text{ eV}$ ist zwar nur eine Temperatur von etwa $300 \text{ }^\circ\text{C}$ erforderlich, zur Überwindung der oben erwähnten Diffusionsbarriere des Wasserstoffes benötigt man jedoch eine Mindesttemperatur von $600 \text{ }^\circ\text{C}$. Untersucht man die erreichbare freie Löcherkonzentration in Abhängigkeit der Aktivierungstemperatur, so sieht man aus Abbildung 3.3, dass die im realen Experiment benötigten Temperaturen noch deutlich über $600 \text{ }^\circ\text{C}$ liegen. Eine maximale Löcherkonzentration von $p = 4,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $7,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ wird für eine Aktivierungstemperatur von $800 \text{ }^\circ\text{C}$ beobachtet. Die im Vergleich zu Abbildung 3.2 höhere elektrische Leitfähigkeit kann einerseits durch den etwas größeren Cp_2Mg -Fluss von $0,3 \%$ des TMGa -Flusses, andererseits durch prinzipielle Materialverbesserung erklärt werden. Im obigen Diagramm wird die höchste p-Leitfähigkeit bei $850 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht, die Löcherkonzentration sinkt jedoch für Temperaturen über $800 \text{ }^\circ\text{C}$ wieder. Für Aktivierungstemperaturen über $850 \text{ }^\circ\text{C}$ lassen sich keine ohmschen Kontakte mehr realisieren. Grund hierfür ist, dass es bei diesen hohen Temperaturen durch Ausdiffusion von N-Atomen zu einer Anreicherung von Stickstofffehlstellen im Bereich der Oberfläche kommt. Diese wirken als Donatoren, welche 30 meV unterhalb der Leitungsbandkante liegen, und kompensieren bzw. erschweren so eine effektive p-Dotierung im Bereich der Kontakte. Das Temperaturfenster zur thermischen Aktivierung unter Stickstoff-Atmosphäre ist damit zwischen $800 - 850 \text{ }^\circ\text{C}$ zu wählen.

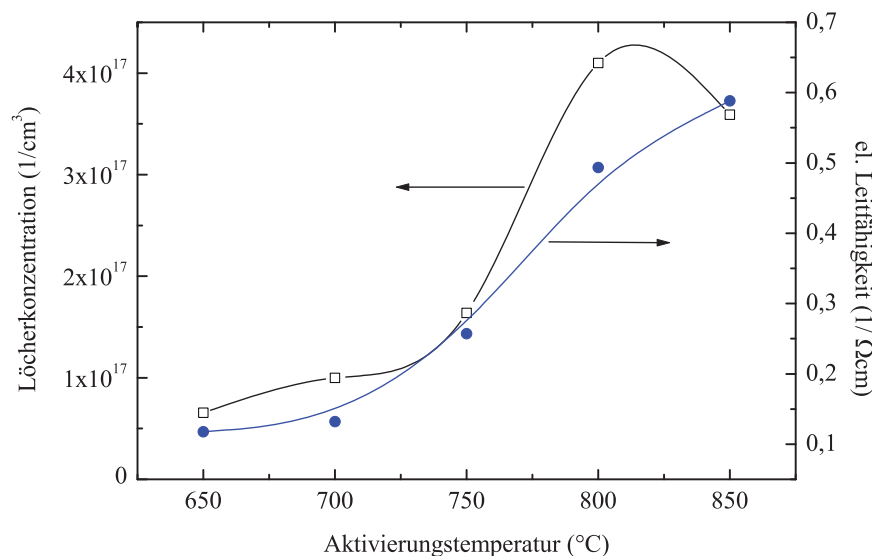


Bild 3.3. Freie Ladungsträgerkonzentration und p-Leitfähigkeit von 300 nm dickem GaN:Mg in Abhängigkeit der Temperatur des 10 minütigen Aktivierungsschrittes unter Stickstoff.

Aktivierung unter SiO₂-Schutzschicht

Um die Bildung von Stickstofffehlstellen zu vermeiden, ist eine Aktivierung in N₂-Überdruckatmosphäre vorstellbar [45]. Eine weitere Möglichkeit, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, ist das Aufbringen einer Siliziumdioxid-Schutzschicht (SiO₂). Aufgrund seiner geringen Größe kann Wasserstoff durch die SiO₂-Schicht diffundieren, während Stickstoff zurückgehalten wird. Lee et al. führten an SiO₂-beschichtetem GaN:Mg thermische Aktivierung bis 950°C durch [46]. Die erreichten Löcherkonzentrationen lagen bei den SiO₂-bedeckten Proben im Bereich von $p = 4 - 10 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und damit um einen Faktor 2-3 höher als beim ungeschützten Material. Abbildung 3.4 zeigt die gemessene *p*-Leitfähigkeit von SiO₂-bedeckten GaN:Mg-Proben. Die Proben wurden nach dem Wachstum mittels PECVD mit 100 nm SiO₂ beschichtet und anschließend 10 Minuten bei variierender Temperatur in N₂ aktiviert. Für die Hallmessung wurde das SiO₂ naschemisch entfernt und Ni/Au-Kontakte aufgedampft. Als Referenz (horizontale Linie) ist die Leitfähigkeit einer ungeschützten Probe desselben Wafers, welche bei 800 °C aktiviert wurde, eingezeichnet. Die ermittelte *p*-Leitfähigkeit verhält sich analog zu den Messergebnissen der ungeschützten Proben in Abbildung 3.3. Man erkennt ein Ansteigen der Leitfähigkeit zwischen 700 °C und 850 °C mit einem Maximum bei 850 °C. Die maximale Leitfähigkeit der SiO₂-beschichteten Proben ist mit $\sigma = 0,74 (\Omega\text{cm})^{-1}$ um etwa 20 % höher als die des ungeschützten Wafers $\sigma = 0,6 (\Omega\text{cm})^{-1}$. Wie aus Abbildung 3.4 ersichtlich, fällt der Messpunkt bei 800 °C mit der Referenz zusammen, sodass, schließt man eine Wa-

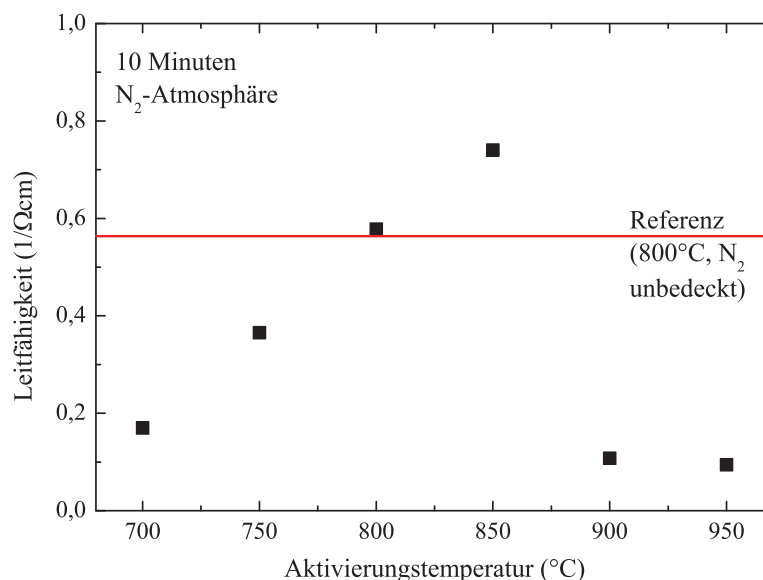


Bild 3.4. Leitfähigkeit von GaN:Mg, welches vor dem thermischen Aktivierungsschritt mit einer SiO₂-Schicht geschützt wurde, als Funktion der Temperatur. Die horizontale Linie markiert die Leitfähigkeit einer ungeschützten Referenzprobe desselben Wafers, welche 10 Minuten bei 800 °C unter Stickstoffatmosphäre aktiviert wurde.

ferinhomogenität aus, der Einfluss der Deckschicht sich im wesentlichen bei Temperaturen um 850 °C positiv bemerkbar macht. Die höchste p-Konzentration von $p = 5,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ wird auch für dieses Experiment bei 800 °C erreicht. Abweichend von den Literaturdaten tritt für Temperaturen größer 850 °C ein Einbruch der Leitfähigkeit auf. Inwieweit dieses Verhalten aufgrund Sauerstoff-Diffusion in das GaN:Mg auftritt [47] oder das deponierte SiO₂ wegen spezifischer Struktureigenschaften keine effiziente Diffusionsbarriere für den Stickstoff darstellt, konnte nicht abschließend geklärt werden.

Mehrstufen-Aktivierung

Ein alternativer Ansatz zum Erreichen verbesserter p-Leitfähigkeit ist das Aufteilen der Aktivierung in mehrere Stufen. Dazu durchläuft der Aktivierungsprozess zuerst einen Schritt, in welchem der Mg-H Komplex aufgebrochen wird, und anschließend einen weiteren Diffusionsschritt, während dessen der Wasserstoff ausgetrieben wird [48]. Der erste Schritt kann bei Temperaturen von ca. 500-600 °C durchgeführt werden. Die zugeführte Energie ist dann ausreichend, um den passivierenden Wasserstoff freizusetzen, lässt den Stickstoff aber noch nicht ausdiffundieren. Für den zweiten Schritt wird die Temperatur kurzfristig auf Temperaturen zwischen 900 °C und 1050 °C erhöht. Durch die Wahl dieses Mehrstufen-Prozesses lässt sich die thermische Belastung, welcher der Wafer während des Aktivierungsvorganges ausgesetzt ist, trotz des kurzen Hochtemperaturschrittes wesentlich reduzieren. Neben einer verringerten Bildung von Stickstofffehlstellen sollte dies sich auch vorteilhaft auf die Schichten der aktiven Zone auswirken. Da die Wachstumstemperaturen der InGa_N-Quantentröge typischerweise zwischen 760-840°C liegen, bewegt man sich für die Einzelschritt-Aktivierung üblicherweise bei Temperaturen, bei welchen Dissoziation und Segregation der In-haltigen Schichten nicht ausgeschlossen werden kann. Die von M. Scherer durchgeführten Experimente zeigen vielversprechende Ansätze [49]. Für einen zweistufigen Prozess bestehend aus einem fünfminütigen 600 °C -Schritt gefolgt von 60 Sekunden bei variierenden Temperaturen zwischen 850 °C und 1050 °C, werden Löcherkonzentrationen von $p = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $\mu_p = 7,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und einer Leitfähigkeit von $1,2 (\Omega\text{cm})^{-1}$ erzielt. Inwieweit darüber hinaus der Mehrstufen-Prozess infolge des reduzierten thermischen Budgets Vorteile an InGa_N-haltigen Bauelementstrukturen bringt, ist Gegenstand laufender Untersuchungen.

Aktivierung unter Sauerstoff-haltiger Atmosphäre

Wie in Kapitel 4.3.3 diskutiert wird, erreicht man für Ni/Au-Kontakte auf p-dotiertem GaN eine wesentliche Reduktion des Kontaktwiderstandes durch Legieren der Metallisierung in sauerstoffhaltiger Umgebung. Als Ursache hierfür gilt die Bildung einer NiO-Zwischenschicht, welche die zu überwindende Barriere am Metall-Halbleiterinterface verringert. Etliche Gruppen demonstrierten dadurch Verbesserungen des Kontaktwiderstandes um 2-3 Größenordnungen [50, 51]. Maeda et al. berichteten neben den kleineren Kontaktwiderständen erstaunlicherweise auch von einem verringerten Schichtwiderstand des

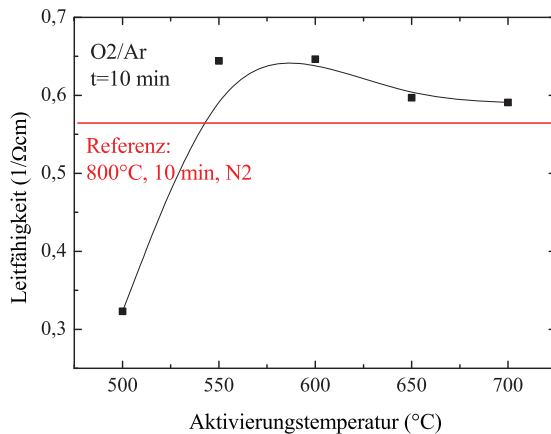


Bild 3.5. Leitfähigkeit von GaN:Mg als Funktion der Aktivierungstemperatur unter Argon/Sauerstoff-Atmosphäre. Eine zum Standardprozess (Referenz) vergleichbare Aktivierung ist bereits ab Temperaturen von 550°C realisierbar.

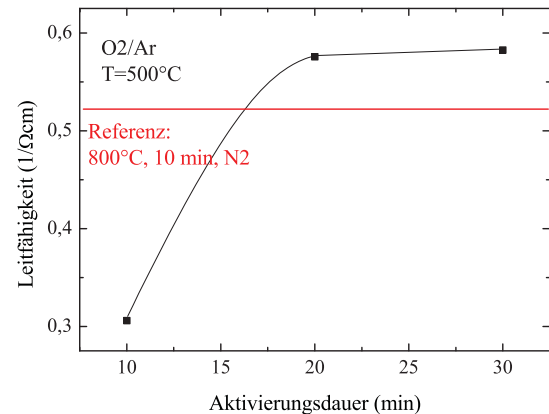


Bild 3.6. Zunahme der Leitfähigkeit mit längerer Temperaturzeit für GaN:Mg, welches unter sauerstoffhaltiger Atmosphäre aktiviert wurde.

p-GaN nach Tempern unter N₂/O₂-Umgebung [52]. Als Begründung führten sie die verbesserte Dissoziation des Mg-H-Komplexes unter Sauerstoff auf. Wahrscheinlicher erscheint jedoch eine Reduktion der Diffusionsbarriere. Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit sauerstoffhaltige Ambienten das Aktivierungsverhalten von GaN:Mg verändern. Die Experimente und Ergebnisse sind im folgenden kurz beschrieben.

Der epitaktische Aufbau des untersuchten Wafers ist nominell identisch zum p-GaN-Material der vorhergehenden Aktivierungsexperimente. Die Proben wurden nach dem Wachstum unter einer Argon-Atmosphäre mit 20 %igem Sauerstoffanteil aktiviert. Das zur Verfügung stehende RTP-System kann wegen des eingebauten Graphitsuszeptors nicht unter Sauerstoff betrieben werden, sodass die zehninütige Aktivierung in einem Legierofen durchgeführt wurde. Da der zu betrachtende Temperaturbereich von 500-700 °C das Temperaturfenster für das Legieren von Ni/Au-Kontakten überschreitet (vgl. Kapitel 4.3.3), erfolgte das Aufdampfen der Kontaktmetallisierung erst nach der Aktivierung. Um entstandene Oxidschichten an der Oberfläche zu entfernen, wurden die Proben zuvor einer HCl-Reinigung unterzogen.

Abbildung 3.5 zeigt die Leitfähigkeit des Sauerstoff-aktivierten p-GaN. Als Referenz ist wiederum der Leitfähigkeitslevel einer Probe des Wafers eingezeichnet (horizontale Linie), welche bei 800 °C für 10 Minuten unter Stickstoff getempert wurde. Es ist annähernd eine konstante Leitfähigkeit von 0,59 und 0,65 (Ωcm)⁻¹ für Temperaturen über 550 °C zu erkennen. Die zugehörigen Löcherkonzentrationen liegen bei $p = 2,4 - 5,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die Beweglichkeiten zwischen $\mu_p = 8,8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $\mu_p = 13,2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Sie sind damit nahe den in der Literatur für Sauerstoffaktivierung zu findenden Werte von $p = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei $\mu_p = 5-8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [53]. Vergleicht man die Werte mit der Referenzprobe, so stellt man

fest, dass unter Sauerstoff 10-15% höhere p-Leitfähigkeiten bei bis zu 250 K tieferen Temperaturen erreicht werden. Wie Abbildung 3.6 entnommen werden kann, ist eine weitere Reduzierung der Temperatur auf 500 °C möglich, wenn man zu einer längeren Aktivierungszeit von 20 Minuten übergeht.

Dies ist eine wesentliche Beobachtung, lässt sich damit doch die Aktivierung des p-GaN im gleichen Temperaturfenster durchführen, wo auch die Legierparameter der p-Kontaktmetallisierung liegen (vgl. Kapitel 4.3.3). Die Kontaktmetallisierung kann damit als Schutzschicht vor dem Aktivierungsschritt aufgebracht werden und wirkt der Ausdiffusion von Stickstoff in den oberflächennahen Kristallschichten entgegen. Voraussetzung dafür ist ein genügend dünne Kontaktschichtdicke mit einem Metallisierungsschema, welches gegenüber Wasserstoff eine ausreichende Permeabilität bietet.

3.2.3 Optische Eigenschaften von GaN:Mg

Obwohl die optischen Eigenschaften von Mg-dotiertem GaN bereits seit 1970 Gegenstand zahlreicher Untersuchungen sind, konvergiert das Gesamtbild des Verständnisses der zugrunde liegenden Emissionsmechanismen nur langsam. Auch heute findet man in der Literatur immer noch verschiedene, sich zum Teil widersprechende, Beobachtungen und Erklärungsversuche. In Tabelle 3.1 sind exemplarisch Emissionsenergien, Übergangstyp, Aktivierungsenergien der Störstellenniveaus und angewandte Messmethodik aufgelistet. Die exakten Emissionsenergien können je nach Verspannungszustand und Qualität der Schicht leicht variieren.

Im wesentlichen lassen sich zwei Übergangstypen für Mg-dotiertes GaN beobachten:

1. Bandkantennahe Lumineszenz bei 3,455 eV und im Bereich von 3,2 eV. Der Übergang bei 3,455 eV entsteht durch Zerfall eines an einen neutralen Mg-Akzeptor gebundenen Exziton [57]. Die Emission bei 3,242 eV führen Kaufmann et al. auf Interaktion von freien Elektronen und Mg-Akzeptorlevel zurück [43], während zum Beispiel Ramaiah et al. einen Donator-Akzeptor-Paarübergang bei 3,221 eV beobachtet und ihn einer Si-Verunreinigung zuordnen [56] (vgl. Tabelle 3.1).
2. Die sogenannte blaue Lumineszenz (BL), welche typischerweise im Bereich von $2,8 \text{ eV} \pm 0,1 \text{ eV}$ liegt. Die genaue Position variiert dabei mit der Dotierkonzentration [58]. Photolumineszenzmessungen verschiedener Arbeitsgruppen zeigen DAP-Verhalten für den BL-Übergang [43, 56]. Das zugehörige Donatorniveau wird dabei durch einen $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplex gebildet, wie er bei Selbstkompensation des GaN:Mg auftritt. Theoretische Arbeiten von Lee et al. hingegen favorisieren für die 2,8 eV-Emission einen Donator-Valenzband-Übergang, wobei $\text{Mg}_i\text{V}_{\text{N}}$ als Donator wirkt.

Aufgrund der Eigenschaft von Mg, allein oder in Form eines Komplexes mehrere Störstellenniveaus auszubilden, ergeben sich etliche Übergangsmöglichkeiten, welche stark abhängig von der betrachteten Materialqualität und dem eingestellten Dotierlevel sind.

Tab. 3.1. Vergleich der beobachteten Emissionsenergien von *p*-dotiertem GaN und zugeordnetem Übergangstyp gemäß einiger Literaturstellen.

Peakenergie	Übergangstyp	Messmethodik	Quelle
2,95 eV @ 20 K	Donator-Akzeptor-Paarübergang D: flacher Defekt/Donator A: Mg-bezogene Störstelle, $E_A = 510$ meV	Photolumineszenz	[54]
2,83 eV @ RT 3,242 eV @ RT	Donator-Akzeptor-Paarübergang D: $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplex, $E_D = 430$ meV A: isoliertes Mg_{Ga} , $E_A = 200$ meV Mg ⁰ , <i>e</i> -Übergang	Photolumineszenz	[43]
2,8 eV @ RT	Donator-Valenzband D: $\text{Mg}_i\text{V}_{\text{N}}$	Berechnungen	[55]
3,221 eV @ 20 K 2,851 eV @ 20 K	Donator-Akzeptor-Paarübergang D: Si, $E_D = 35$ meV A: Mg, $E_A = 246$ meV Donator-Akzeptor-Paarübergang D: $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplex, $E_D = 410$ meV A: Mg, $E_A = 246$ meV	Photolumineszenz	[56]

Die blaue Lumineszenzbande wurde lange Zeit als Charakteristikum für das Erreichen von *p*-Leitfähigkeit betrachtet, da wie in Abbildung 3.7 dargestellt, eine deutliche Zunahme der Lumineszenzintensität um eine Größenordnungen durch die Aktivierung der Probe beobachtet wird. Die in Abbildung 3.7 gezeigte Probe weist vor der Aktivierung semi-isolierendes Verhalten und nach dem thermischen Schritt bei 800 °C eine Löcherkonzentration von $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $\mu_p = 12 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ auf. Das Anwachsen der Lumineszenz-Intensität wird in der Literatur begründet durch die höhere Anzahl von am Emissionsübergang beteiligten aktiven Mg-Akzeptoren, die durch Aufbrechen der Wasserstoff-Passivierung generiert werden [59]. Die im Rahmen der Arbeit untersuchten *p*-leitenden Proben zeigen jedoch keine Korrelation zwischen Löcherleitfähigkeit und BL-Intensität. Es wird vielmehr vermutet, dass durch die thermische Aktivierung bei hohen Temperaturen eine Ausdiffusion von Stickstoff erfolgt. Die entstehenden Stickstofffehlstellen führen zur Bildung von $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplexen im oberflächennahen Bereich und erhöhen damit die PL-Intensität der blauen Lumineszenzbande.

Eine deutliche Abhängigkeit des Photolumineszenzverhaltens tritt hingegen bezüglich der eingebauten Mg-Konzentration [Mg] auf. Abbildung 3.8 zeigt die temperaturabhängige Photolumineszenz einer GaN:Mg-Probe von Raumtemperatur bis 16 K. Die Probe wird dazu in einen Kryostaten eingebaut und mittels eines HeCd-Lasers bei einer Leistungsdichte von ca. $0,2 \text{ W/cm}^2$ und einer Wellenlänge von 325 nm, also oberhalb der Bandkante von GaN, angeregt. Die Emission wird über ein Spektrometer und ein Photomultiplier-System erfasst. Der genaue Versuchsaufbau kann [60] entnommen werden. Die untersuchte Probe besitzt eine freie Ladungsträgerkonzentration von $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die chemische

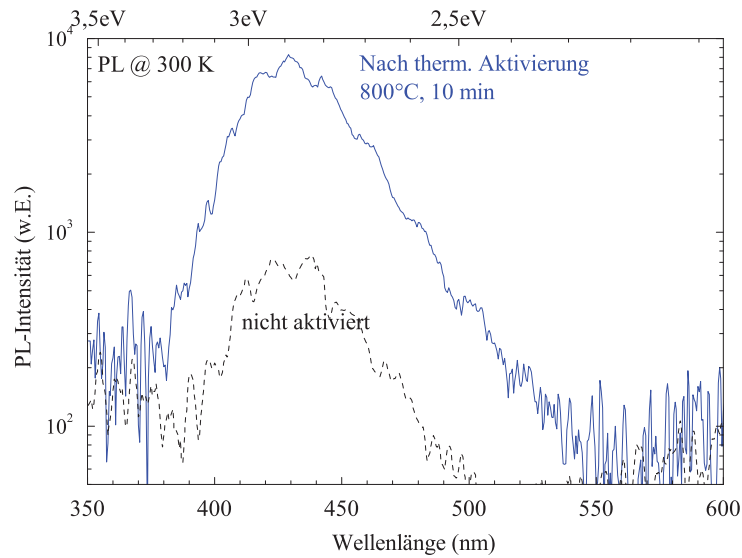


Bild 3.7. Raumtemperatur-Photolumineszenz von Mg-dotiertem GaN vor und nach thermischer Aktivierung bei 800°C für 10 Minuten. Es ist eine deutliche Zunahme der blauen Lumineszenzbande um eine Größenordnungen zu beobachten.

Magnesium-Konzentration beträgt ca. $[Mg] = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Man erkennt bei Raumtemperatur einen breiten Übergang bei 2,81 eV, der zu tiefen Temperaturen hin blauverschiebt

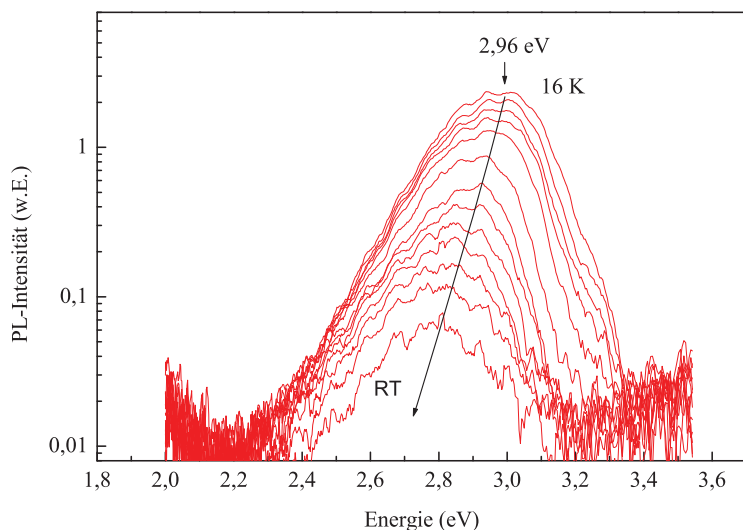


Bild 3.8. Temperaturabhängige Photolumineszenz von Mg-dotiertem GaN mit einer freien Ladungsträgerkonzentration von $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die chemische Magnesium-Konzentration beträgt etwa $[Mg] = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

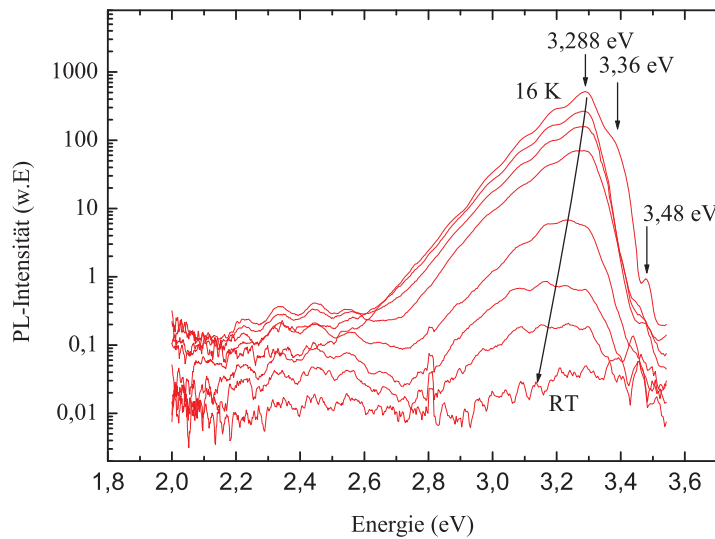


Bild 3.9. Temperaturabhängige Photolumineszenz von schwach dotiertem GaN:Mg. Die Probe zeigt bei Hallmessungen hochohmiges Verhalten.

und eine angepasste Peakenergie von 2,96 eV bei 16 K aufweist. Gemäß Tabelle 3.1 handelt es sich hier um einen Donator-Akzeptor-Paarübergang, welcher vom Mg-Akzeptorlevel und dem Störstellenniveau eines $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplexes gebildet wird. Bandkanten nahe Übergänge sind auch bei tiefen Temperaturen nicht zu erkennen. Es wird vermutet, dass die hohe Mg-Konzentration bereits zu einer verminderten kristallinen Qualität des GaN führt. Die Modulation der Emissionsbande ist auf Schichtdickeninterferenz der Probe zurückzuführen.

Im Vergleich dazu sieht man in Abbildung 3.9 die Photolumineszenz einer leicht dotierten Probe. Gemäß der gewählten Wachstumsparameter wird für diese Probe eine eingebaute Mg-Konzentration unterhalb $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erwartet. Aufgrund der geringen Mg-Dotierung zeigt der Wafer bei Hallmessungen hochohmiges Verhalten. Die Photolumineszenz der Probe wird durch ein breites Lumineszenzband geprägt, welches von einem Peak bei 3,288 eV und den zugehörigen Phononenrepliken im Abstand von 91 meV gebildet wird. Eine leichte Blauverschiebung für zunehmende Anregungsleistung lässt weniger auf den in [43] berichteten $\text{Mg}^0 - \text{e}$ -Übergang, sondern auf einen Donator-Akzeptor-Paarübergang schließen [61]. Im Gegensatz zur vorhergehenden Probe ist Bandkantenemission bei 3,48 eV erkennbar. Für Temperaturen unter 40 K tritt eine zusätzliche Schulter an der hochenergetischen Seite der DAP-Bande auf. Das Maximum des zugehörigen Übergangs kann zu 3,36 eV angepasst werden. Zu höheren Temperaturen sinkt die PL-Intensität stark und es zeichnet sich ein gelbes Lumineszenzband zwischen 2,2 eV und 2,6 eV ab. Bei Raumtemperatur erhält man nur noch geringe Photolumineszenz der Mg-bezogenen Übergänge. Die Emissionslinie bei 441 nm bzw. 2,811 eV für diese Temperatur repräsentiert eine Plasmalinie des verwendeten HeCd-Lasers.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass auf Basis der untersuchten Proben die Beob-

achtung von blauer Lumineszenz in der Photolumineszenz nicht zwingend mit dem Einsetzen von Löcherleitfähigkeit korreliert. Das Emissionsband bei 2,8 eV ist vielmehr ein Zeichen dafür, dass man sich mit der chemischen Mg-Konzentration bereits in Bereichen der Selbstkompensation, d.h. $[\text{Mg}] > 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bewegt. Stark ausgeprägte blaue Lumineszenz wurde insbesondere nach thermischer Aktivierung bei hohen Temperaturen beobachtet. Dies ist durch Bildung von Fehlstellen an der Oberfläche infolge von N-Ausdiffusion zu erklären und unterstützt die Hypothese von [43], dass in den BL-Übergang ein $\text{Mg}_{\text{Ga}} - \text{V}_{\text{N}}$ -Komplex involviert ist. Nichtsdestotrotz konnte gerade für Proben, wo bereits deutlich Selbstkompensation einsetzt, Löcherkonzentrationen zwischen $p = 2 - 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen werden. Signifikante Unterschiede des Emissionsverhaltens ergeben sich zwischen Proben, die nur eine relativ leichte Mg-Dotierung im Bereich $5 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ besitzen und den Proben im Kompensationsbereich. Das beobachtete Emissionsverhalten in Abhängigkeit der chemischen [Mg]-Konzentration ist nochmals anhand Abbildung 3.10 veranschaulicht. Für chemische Mg-Konzentrationen kleiner $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wird das Emissionsverhalten vom Mg-Akzeptorniveau mit einer Aktivierungsenergie von etwa $E_A = 200 \text{ meV}$ dominiert. Mögliche Übergänge sind ein DAP unter Einbezug eines flachen Donators oder ein Übergang freier Elektronen zum Mg. Die Emission liegt im Bereich von 3,2-3,3 eV. Bei höheren Dotierungen von $[\text{Mg}] > 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ setzt Selbstkompensation des Materials ein. Das Mg selbst oder Mg-haltige Komplexe bilden tiefe Störstellen. Die beobachtete blaue Lumineszenzbande bei 2,8 eV basiert auf DAP-Übergängen. Überschreitet man eine Mg-Konzentration von $[\text{Mg}] > 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, so erhält man hoch kompensiertes GaN:Mg. Gemäß Literatur kann es dann durch Verschmierung der Akzeptorniveaus zur Bildung eines Energiebandes kommen. Man erhält für temperaturabhängige PL ein kontinuierlich schiebendes Emissionsband von 2,8 eV bei RT zu 3,2 eV bei 15 K [57].

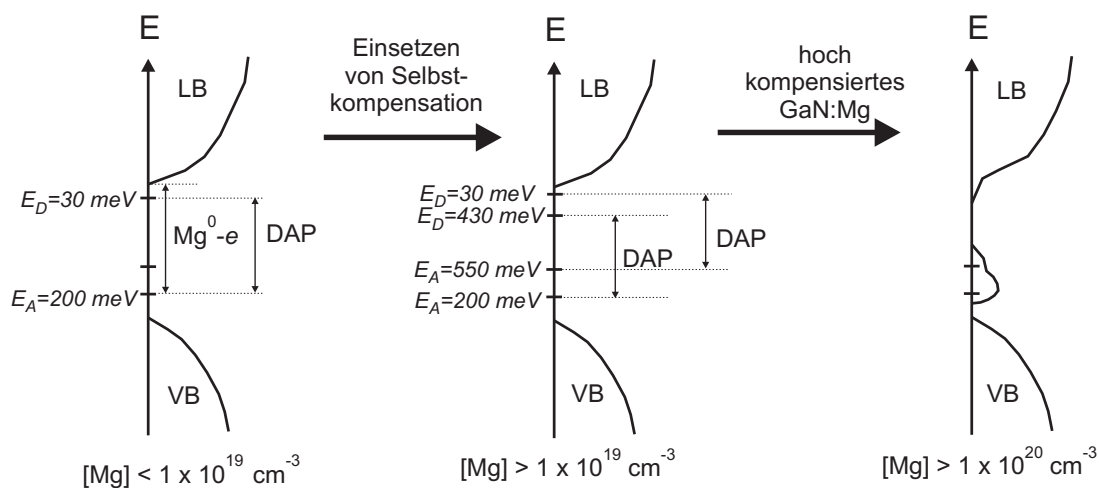


Bild 3.10. Zustandsdichten für schwach dotiertes und kompensiertes GaN:Mg. Bei leicht dotiertem p-GaN prägen sich 2 oder 3 diskrete Störstellen aus (links). Für hoch dotiertes, kompensiertes GaN:Mg verschmieren die Akzeptorniveaus zu einem Energieband (rechts) [57].

3.3 InGaN/GaN-Heterostrukturen

Quantentrögen im ternären InGaN/GaN-System fällt eine entscheidende Rolle zu. Sie werden derzeit in fast allen kommerziell erhältlichen Nitrid-basierenden Leucht- und Laserdioden als aktive Zone eingesetzt. Die Quantentröge entsprechen einer Doppelheterostruktur, deren aktive Zone auf wenige Nanometer Dicke reduziert wird. Die Struktur bietet einen adäquaten Ladungsträgereinschluss (*carrier confinement*) und ermöglicht damit effiziente strahlende Rekombination. Gleichzeitig lässt sich über den In-Anteil der $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Schicht der gewünschte Bandabstand und die dazu korrelierende Emissionswellenlänge einstellen (*bandgap engineering*). In erster Näherung stehen die Zusammensetzung des InGaN und der resultierende Bandabstand in folgender Beziehung zueinander

$$E_{g,\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}(x) = xE_{g,\text{InN}} + (1-x)E_{g,\text{GaN}} - bx(1-x) \quad , \quad (3.2)$$

wobei $E_{g,\text{GaN}}$ und $E_{g,\text{InN}}$ den Bandabstand von GaN bzw. InN darstellen. Die Variable b , für welche sich als Richtwert $b = 3,8$ eV etabliert hat, wird Bowing-Parameter genannt.

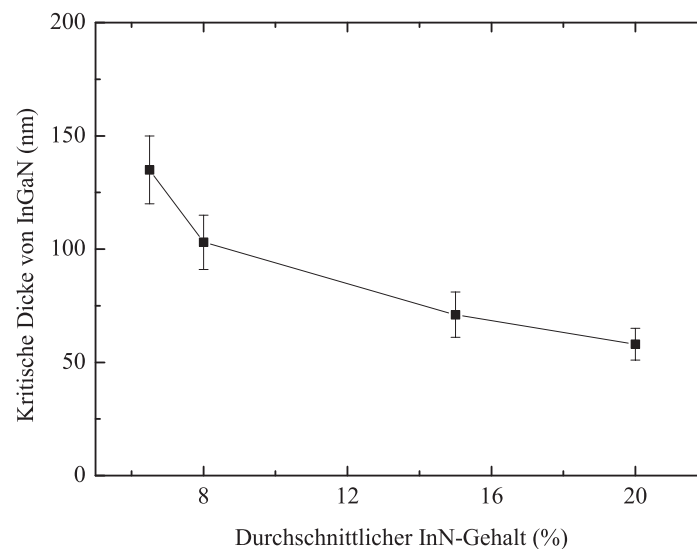


Bild 3.11. Kritische Schichtdicke einer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostruktur in Abhängigkeit des Indiumgehaltes nach [62].

3.3.1 Piezoelektrische Effekte und Kompositionsfluktuationen

Aufgrund des Unterschiedes der a-Gitterkonstante von InN und GaN (etwa 11 %), wachsen InGaN-Schichten zunächst pseudomorph verspannt auf GaN. Die erreichbare kritische Schichtdicke bevor die InGaN-Schicht relaxiert, ist dabei, wie in Abbildung 3.11 dargestellt, abhängig vom gewählten In-Gehalt und liegt typischerweise zwischen 50 und 150 nm

für $x < 0,2$. Auch für sehr viel geringere Schichtdicken von wenigen Nanometern induziert die biaxiale Verspannung des Quantentrogtes ein piezoelektrisches Feld, welches zur Änderung des ursprünglichen Quantisierungspotentials führt. Das Emissionsverhalten von InGaN/GaN-Heterostrukturen wird jedoch von weiteren Effekten beeinflusst, welche sich in der Praxis zumeist überlagern:

- Das piezoelektrische Feld führt zu einer Verkipfung der Bänder gemäß Abbildung 3.12. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung werden Elektronen und Löcher durch das elektrische Feld zu den entgegengesetzten Seiten des Quantentrogtes gedrückt. Dadurch wird der Überlapp der Wellenfunktionen von Löchern und Elektronen reduziert. Dies bewirkt für höhere Quantentrogdicken eine Abnahme der Rekombinationseffizienz. Die Verkipfung der Bänder erzeugt zudem eine verringerte effektive Bandlücke, was sich als Rotverschiebung im Emissionsspektrum um die Energie

$$E = qF_{pz}d \quad (3.3)$$

widerspiegelt, wobei d die Quantentrogschichtdicke, q die Elementarladung und F_{pz} das piezoelektrische Feld repräsentieren [63]. Dieser Effekt wird *quantum-confined Stark effect* (QCSE) genannt. Wie man aus Gleichung 3.3 ersieht, nimmt der Einfluss der piezoelektrischen Felder für kleine Quantentrogbreiten ab. Bei einer ausreichend großen freien Ladungsträgerkonzentrationen, hervorgerufen durch optische bzw. elektrische Anregungsleistungen oder Dotierung der QW-Barrieren, wird das piezoelektrische Feld abgeschirmt und damit der QCSE-Effekt geschwächt oder

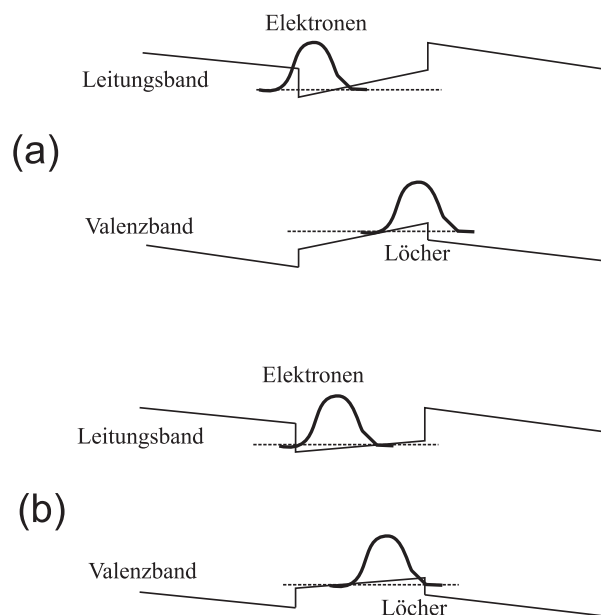


Bild 3.12. *Quantum-confined Stark effect:* (a) Die Bandverkipfung infolge von piezoelektrischen Feldern sorgt für eine geringere effektive Bandlücke und die Trennung von Elektronen und Löcher im Quantentrog. (b) Bei höheren Anregungsleistungen bewirken die freien Ladungsträger eine Abschirmung des Piezofeldes [1].

gar aufgehoben (vgl. Abbildung 3.12). Im zugehörigen Spektrum wird mit steigender Anregungsleistung eine charakteristische Blauverschiebung beobachtet. Letztere kann jedoch auch infolge von Bandfüll-Effekten auftreten (Burstein-Moss-Effekt).

- Abhängig von der Quantentrogdicke erfolgt eine Energieerhöhung bzw. -absenkung der Elektronen bzw. Löcher infolge von Confinementeffekten. Dies entspricht gegenüber der Bandlücke von Bulk-InGaN einer Blauverschiebung mit sinkender InGaN-Schichtdicke. Unter Vernachlässigung von exzitonischen Bindungsenergien lässt sich die Grundzustandsenergie des Quantentrogges damit beschreiben durch

$$E_{QW} = E_{g,InGaN} + E_{conf} - E_{pz} \quad , \quad (3.4)$$

wobei $E_{g,bulk}$ der Energielücke gemäß 3.2 entspricht und E_{conf}, E_{pz} die Blau- bzw. Rotverschiebungen infolge Confinement bzw. QCSE berücksichtigen.

- Als wesentliche Ursache für die effiziente Rekombination in InGaN/GaN-Heterostrukturen wird die Ausbildung von In-reicheren und In-ärmeren Bereichen betrachtet. Grund hierfür ist die in Kapitel 2.2.6 beschriebene Tendenz des InGaN zur Entmischung bzw. Phasenseparation. Die beobachteten Inhomogenitäten liegen im Nanometerbereich und bilden quasi In-reiche Quantenpunkte [1]. Die damit verbundenen Potentialsenken sorgen durch räumliche Lokalisierung der Ladungsträger für eine reduzierte effektive Diffusionslänge. Die Wahrscheinlichkeit nichtstrahlend an Defekten wie Fadenversetzungen zu rekombinieren wird dadurch verringert. Bedingt durch die im Vergleich zur Abmessung der Fluktuationen große Anregungsfläche des Lasers, erhält man für Photolumineszenzemission eine Mittelung des Indiumgehaltes. Das Maß der Inhomogenität beeinflusst hauptsächlich die Halbwertsbreite des Signals. Bei höherer Anregungsleistung kann durch Ladungsträgerüberschuss jedoch eine verminderte Lokalisierung entstehen. Insbesondere bei Betrachtung der Emissionswellenlänge als Funktion der Wachstumstemperatur und Quantentrogschichtdicke müssen bei höherem In-Gehalt die Fluktuationen in Betracht gezogen werden, da die Tendenz zur Phasenseparation von beiden Parametern beeinflusst wird.

Die spontane Emission, welche an InGaN-haltigen Quantentrogstrukturen bzw. Bauelementen beobachtet werden kann, ist somit ein Wechselspiel zwischen Quantisierungseffekten, Füllen der Bänder, piezoelektrischen Feldern und Lokalisierung der Ladungsträger durch Kompositionsfluktuationen.

3.3.2 Einfluss der Wachstumstemperatur

Wie in Kapitel 2.2.6 diskutiert, hängt der Einbau von In während des Wachstums von vielen Parametern ab. Exemplarisch soll im folgenden die Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur betrachtet werden. Gleichwohl befindet man sich für die Epitaxie in einem multi-dimensionalen Parameterraum, wo Trägergas, III/V- und In/(In+Ga)-Verhältnis sowie die Wachstumsrate weitere Größen darstellen.

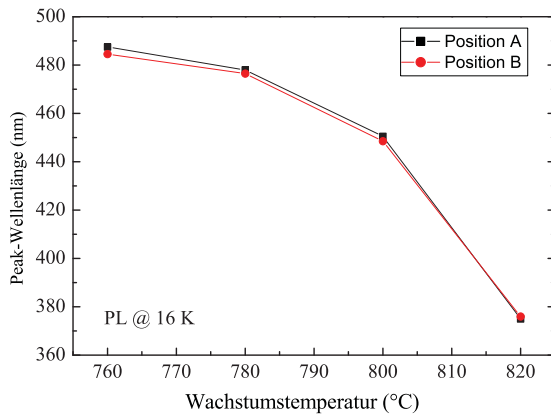


Bild 3.13. Photolumineszenzmaximum von InGaN/GaN-MQW-Strukturen, welche bei Temperaturen zwischen 820°C und 760°C abgeschieden wurden.

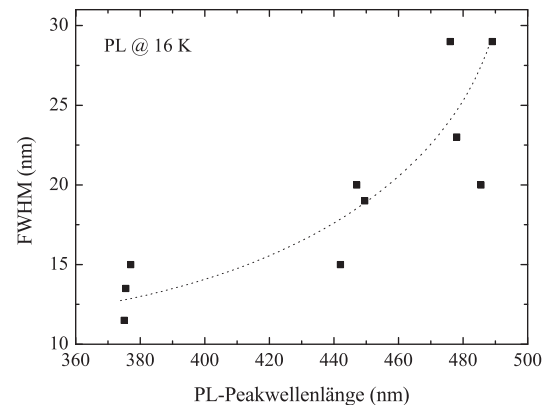


Bild 3.14. FWHM-Halbwertsbreite von InGaN/GaN-MQW-Strukturen in Abhängigkeit des Emissionsmaximums bei 16 K. Die eingezeichnete Linie dient zur Verdeutlichung des Trends.

In Abbildung 3.13 sind die Photolumineszenz-Peaks von 5xInGaN/GaN-MQW-Strukturen als Funktion der InGaN-Wachstumstemperatur dargestellt. Die zwei Linien repräsentieren Positionen im Zentrum des Wafers und ca. 1,5 cm von der Wafermitte entfernt. Man erkennt eine deutliche Zunahme der Emissionswellenlänge von ca. 380 nm zu 490 nm für eine Temperaturreduktion von 820 °C auf 760 °C. Obwohl die Proben sich nominell nur in ihrer Wachstumstemperatur unterscheiden, kann eine leichte Zunahme der QW-Dicke aufgrund der mit fallender Temperatur tendenziell steigenden InGaN-Wachstumsrate nicht ausgeschlossen werden. TEM-Bilder der Proben zeigten jedoch, dass die Schichtdickenänderung vernachlässigbar ist, sodass der Wellenlängenanstieg mit fallender Temperatur auf einen höheren In-Einbau infolge reduzierter In-Desorption zurückgeführt werden kann. Mit zunehmendem In-Gehalt steigt die Kompositionsfluktuation an, was sich wie oben beschrieben hauptsächlich in der Emissionshalbwertsbreite niederschlägt. Tatsächlich zeigt die Emissionsbreite bei halbem Maximalwert (*full width half maximum*, FWHM) in Abbildung 3.14 einen erwarteten Anstieg über der Peakwellenlänge und damit über dem In-Gehalt. Die eingezeichnete Linie stellt dabei keinen formellen physikalischen Verlauf dar, sondern dient der Verdeutlichung des Trends. Man erkennt, dass InGaN-Leuchtdioden schmalbandiger Emission für konventionelle MQW-Strukturen nur im Wellenlängenbereich von 360-400 nm realisierbar sind, wo man sich ausserhalb der Mischungslücke bewegt bzw. die Ausbildung von In-Fluktuationen noch nicht stark ausgeprägt ist.

3.3.3 Variation der Quantentrogdicke

Als nächstes soll das Emissionsverhalten einer InGaN/GaN-Heterostruktur in Abhängigkeit der Quantentrogbreite betrachtet werden. Abbildung 3.15 zeigt die PL-Spektren von identischen Strukturen für variierende QW-Dicken. Bei den Proben handelt es sich um

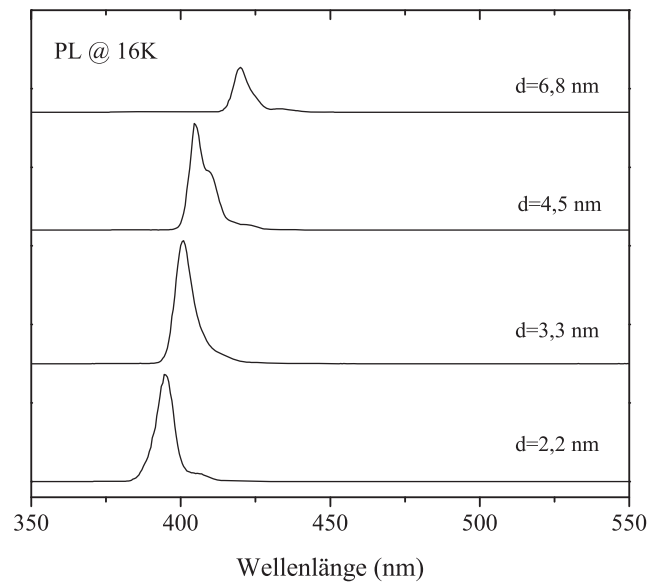


Bild 3.15. Photolumineszenz-Spektren bei 16 K von InGaN/GaN-Mehrfach-Quantentrögen mit variierender Schichtdicke d .

10xInGaN/GaN-MQW-Strukturen, welche auf 2 μm undotiertem GaN gewachsen wurden und nach dem letzten QW mit einer ca. 10 nm dicken GaN-Schicht enden. Sowohl die GaN-Barrieren als auch die GaN-Schicht an der Oberfläche werden bei gleicher Temperatur wie die InGaN-Schichten abgeschieden. Die GaN-Barrieren sind undotiert und

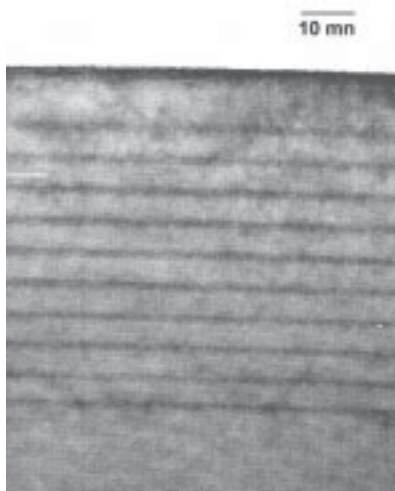


Bild 3.16. TEM-Bild einer 10 x InGaN/GaN-MQW-Struktur zur Verifikation der Quantentrogenschichtdicke. Probenpräparation und Messung erfolgten in der Sektion Elektronenmikroskopie der Universität Ulm.

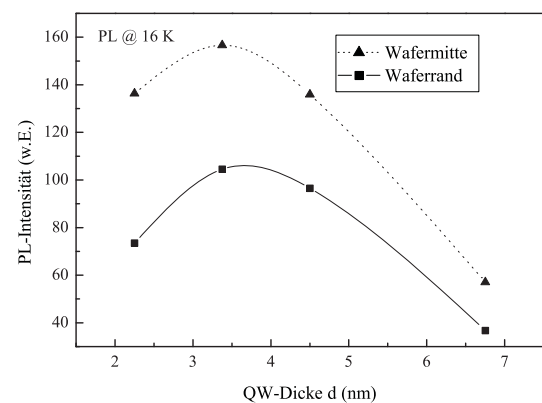


Bild 3.17. Photolumineszenzintensität der InGaN/GaN-MQW-Stapel als Funktion der QW-Dicke für Positionen in der Wafermitte und am Waferrand.

besitzen eine Breite von etwa 7 nm. Die Schichtdickenvariation des Quantentroges erfolgt nur über die Wachstumszeit und wurde mittels TEM-Untersuchungen (vgl. Abbildung 3.16) verifiziert. Betrachtet man die Photolumineszenz-Intensität der Proben, wie in Abbildung 3.17 aufgetragen, so erhält man maximale Intensität bei einer Quantentrogbreite von etwa 3,5 nm. Zu größeren Schichtdicken hin nimmt die Intensität wieder ab. Dies lässt sich mit der oben beschriebenen Bandverkipfung aufgrund der vorherrschenden piezoelektrischen Felder erklären. Durch die Ladungsträgertrennung reduziert sich der Überlapp der Wellenfunktionen von Löchern und Elektronen, sodass für steigende QW-Breiten die Rekombinationseffizienz fällt. Die Abnahme der Photolumineszenz für QW-Dicken von 2 nm lassen sich physikalisch nicht so einfach erklären. Es ist davon auszugehen, dass der Quantentrog keine ausreichende Lokalisierung der Ladungsträger besitzt. Ob dies durch Verschiebung der Energieniveaus infolge der Quantisierung oder aber wachstumstechnischer Stabilisierungsprobleme bei den zu kleinen QW-Wachstumsdauer verursacht wird, kann nur spekuliert werden. In Abbildung 3.18 ist die Peakwellenlänge als Funktion der QW-Breite aufgetragen. Es tritt für eine Schichtdickenvariation von 6,7 nm bis 2,2 nm eine annähernd lineare Blauverschiebung um 28 nm bzw. 0,21 eV auf. Dabei handelt es sich um eine Überlagerung von Lokalisierung, Quantisierung und QCSE. Welchen Anteil die jeweiligen Effekte beisteuern, kann nicht genau bestimmt werden, da weder der genaue In-Gehalt der Schicht bekannt ist, noch eine dicke InGa_N-Schicht als Referenz zur Verfügung stand. Man würde erwarten, dass der dünnste QW bei 2,2 nm die höchste Confinementenergie und damit größte Blauverschiebung durch Quantisierung erfährt, während das Verhalten der anderen Proben durch Piezofelder dominiert wird. Betrachtet man die Halbwertsbreite der Proben in Abbildung 3.19, erhält man für Quantentrogbreiten bis etwa 5 nm einen linearen Verlauf über der Schichtdicke, was nach [64] ein charakteristisches Merkmal für Rotverschiebung infolge piezoelektrischer Felder ist. Die Halbwertsbreite für den 6,7 nm dicken QW fällt deutlich ab. Unter logarithmischer Auf-

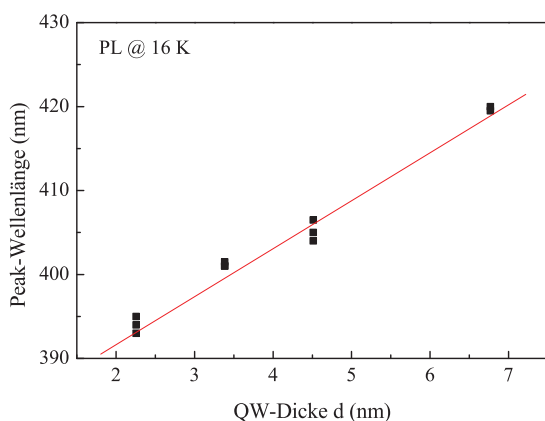


Bild 3.18. Peakwellenlänge der InGa_N/Ga_N-MQWs in Abhängigkeit der Quantentrogdicke.

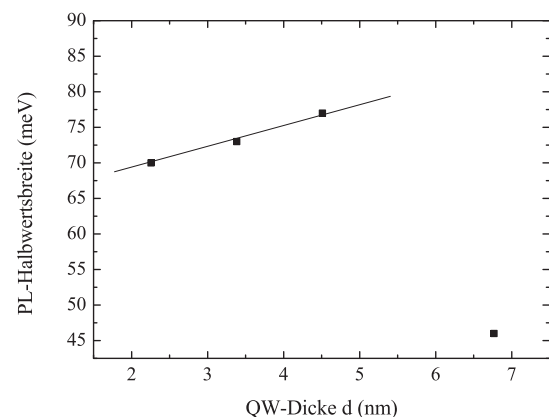


Bild 3.19. Zugehörige Halbwertsbreite der InGa_N/Ga_N-MQWs in Abhängigkeit der QW-Breite.

tragung wird im zugehörigen PL-Spektrum ein deutliches zweites In-korreliertes Lumineszenzband bei 390-410 nm sichtbar, welches auf Phasenseparation schließen lässt. Für den Schichtdickenbereich über 5 nm kann die Rotverschiebung also auch durch Auftreten In-reicher Quantenpunkte verursacht werden.

3.3.4 Temperaturabhängige Photolumineszenz

Durch thermische Aktivierung nichtstrahlender Verlustmechanismen kommt es mit steigender Temperatur zur Reduktion der strahlenden Übergänge. Anhand eines 3-Niveau-Modells kann man die thermische Aktivierung beschreiben und erhält für den temperaturabhängigen Intensitätsverlauf $I_S(T)$ des strahlenden Übergangs [64]

$$I_S(T) = \frac{I_0}{1 + C_1(T)e^{\frac{-E_{A1}}{k_B T}}} \quad (3.5)$$

bzw. für den Fall, dass Ladungsträger über mehrere Übergänge rekombinieren können

$$I_S(T) = \frac{I_0}{1 + C_1(T)e^{\frac{-E_{A1}}{k_B T}} + C_2(T)e^{\frac{-E_{A2}}{k_B T}} + \dots} \quad (3.6)$$

E_{A1} , E_{A2} sind dabei die zugehörigen Aktivierungsenergien und $C_1(T)$, $C_2(T)$ stellen schwach temperaturabhängige Vorfaktoren dar, deren Proportionalität wiederum abhängig von der Dimension der effektiven Zustandsdichte ist. Im wesentlichen tragen zwei Verlustkanäle zur Abnahme der Intensität mit steigender Temperatur bei:

- Durch Phononenstöße können die Ladungsträger ausreichend Energie aufnehmen, um die Potentialbarriere des Quantentrog zu überwinden und in das Barrierenmaterial gelangen.
- Ladungsträger, welche sich in durch Kompositionsfluktuationen in lokalisierten Zuständen befinden, werden durch thermische Anregung über die Mobilitätskante gehoben. Das Anwachsen der Diffusionslänge in der QW-Ebene führt zu einer erhöhten nichtstrahlenden Rekombination an Versetzungen im Quantentrog.

Die erhaltene Aktivierungsenergie E_A ist das Mittel von vielen diskreten Prozessen und stellt ein Maß für die mikroskopische InGaN-Homogenität und den Ladungsträgereinschluss im QW dar. Abbildung 3.20 und Abbildung 3.21 zeigen jeweils die temperaturabhängige PL-Intensität, welche auf den Wert bei 16 K normiert wurde. Die Intensitäts-Auftragung erfolgt dabei logarithmisch über der reziproken Temperatur, sodass der exponentielle Intensitätsabfall nach Gleichung 3.5 als nahezu linearer Anstieg erkennbar sein sollte. Die beiden Proben sind wachstumstechnisch identisch und unterscheiden sich nur in der Si-Dotierung der Barrieren. Anhand von PL-Spektren bei 16 K lässt sich erkennen, dass sich die Peak-Wellenlänge für die Probe mit undotierten Barrieren bei 454 nm befindet, während die maximale Emission der Si-dotierten Probe bei 471 nm liegt. Der Diskrepanz

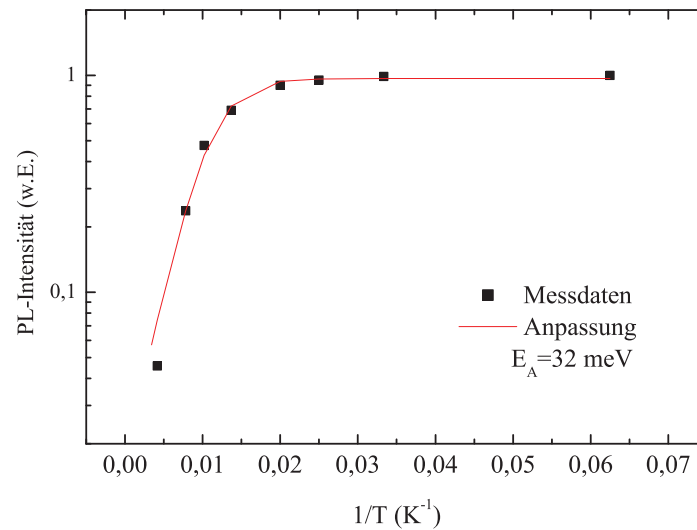


Bild 3.20. Temperaturabhängige PL-Intensität einer 5xInGaN/GaN-MQW-Struktur mit undotierten Barrieren zur Bestimmung der Aktivierungsenergie.

der Emissionswellenlänge resultiert aus einem höheren In-Gehalt. Die Dotierung sorgt für eine Änderung der Spannungsverhältnisse im InGaN/GaN-MQW, sodass trotz identischer Wachstumsbedingungen mehr Indium in die Schichten eingebaut wird. Legt man die Ergebnisse des vorigen Kapitels zu Grunde, würde man mit dem höheren In-Gehalt

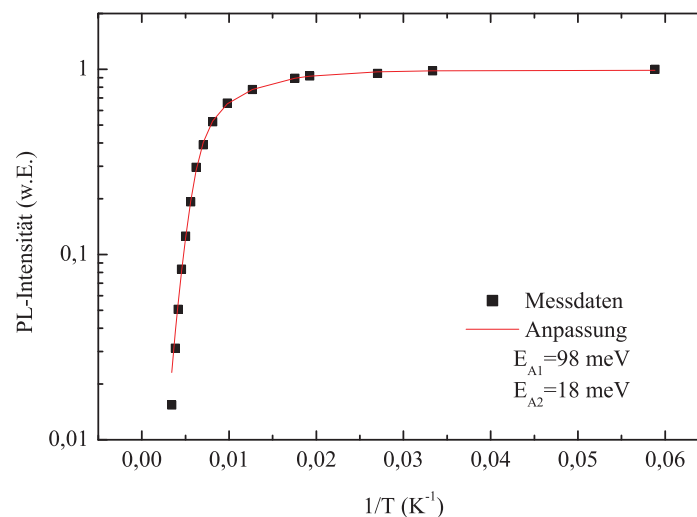


Bild 3.21. Normierte temperaturabhängige PL-Intensitäten einer zu Abbildung 3.20 identischen InGaN-MQW-Struktur mit Si-Dotierung der Barrieren. Die eingezeichnete Linie repräsentiert die Anpassung der Aktivierungsenergie.

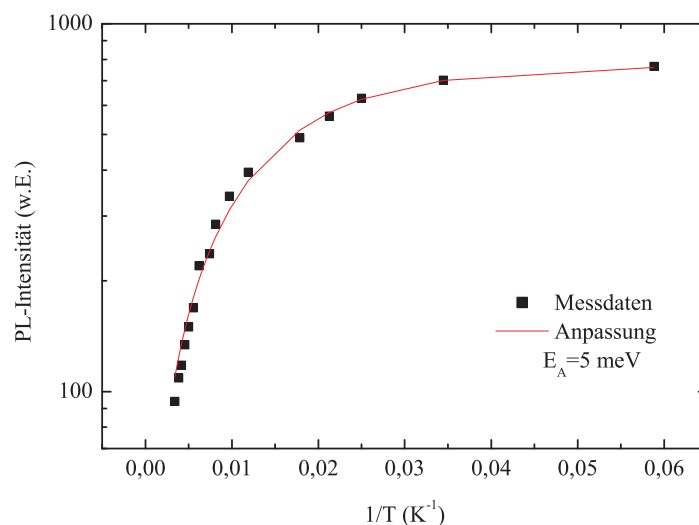


Bild 3.22. Temperaturabhängige PL-Intensität für eine qualitativ ungenügende MQW-Struktur. Die bestimmte Aktivierungsenergie beträgt 5 meV.

auch eine größere In-Fluktuation erwarten. Betrachtet man nun die temperaturabhängige PL-Intensitäten der beiden Proben und bestimmt die zugehörige Aktivierungsenergien, so erhält man für den undotierten MQW eine Aktivierungsenergie von $E_A = 32$ meV. Für die Si-dotierte Struktur lässt sich eine gute Anpassung nur mittels zwei Aktivierungsenergien $E_{A1} = 98$ meV und $E_{A2} = 18$ meV erreichen. Unter der Annahme, dass die Aktivierungsenergie mit der Lokalisierungstiefe der Potentialfluktuationen korreliert, erhält man für die Probe mit Si-Barrieren bzw. höherem In-Gehalt eine sehr viel größere Streuung der InN-Fluktuationen, was sich durch zwei unterschiedliche Aktivierungsenergien ausdrückt.

Zum abschließenden Vergleich ist der PL-Intensitätsverlauf einer Struktur gezeigt, welche ihr Emissionsmaximum bei 447 nm besitzt und ebenfalls eine 5xInGaN/GaN-MQW-Struktur repräsentiert. Die in Abbildung 3.22 eingezeichnete Näherung ergibt eine zugehörige Aktivierungsenergie von nur 5 meV. Für diese geringe Energie muss gemäß der oberen Überlegungen entweder der Quantentrog eine perfekte Homogenität und einen sehr geringen In-Gehalt besitzen oder aber die Ladungsträger nur schlecht im QW gehalten werden. Sowohl der nach Gleichung 3.2 zu erwartende In-Gehalt für die Emission bei 447 nm als auch TEM-Untersuchungen lassen den zweiten Fall vermuten. Es zeigte sich, dass für versetzungsreiche Proben eine große Zahl von V-förmiger Defekte an Fadenversetzungen entspringen und die Quantentröge durchsetzen. Die geringe Grenzflächenqualität reduziert den Ladungsträgereinschluss massiv, sodass die Aktivierungsenergie stark sinkt. Ausführliche Untersuchungen zur V-förmigen Defektausbildung in InGaN/GaN-MQW-Strukturen können Arbeiten von F. Scholz et al. entnommen werden [65].

Kapitel 4

Prozesstechnologie und Messtechnik

4.1 Prozessübersicht

Während die Charakterisierung der strukturellen und optischen Eigenschaften von Einzelschichten oft unmittelbar an der Epitaxieschicht erfolgen kann, benötigt man für die zuverlässige Beurteilung der LED-Qualität ein Mindestmaß an Prozesstechnologie. Im einfachsten Fall umfasst diese für Saphir-basierende Bauelemente die zur Kontaktierung des n-dotierten Bahngebietes nötige Mesastrukturierung sowie Metallisierungen des n- und p-Kontaktes. Der vollständige Weg von der Epitaxieschicht bis hin zur aufgebauten Leuchtdiode umfasst jedoch eine Vielzahl prozesstechnischer Schritte, welche als Übersicht in Abb. 4.1 dargestellt sind und im folgenden kurz erläutert werden sollen. Eine typischen Prozessabfolge der LED-Herstellung lässt sich gliedern in

- Epitaktisches Wachstum der Bauelementstruktur
- Aktivierung der p-dotierten GaN/AlGaIn-Schichten
Zum Aktivieren der Mg-Dotierung werden die Proben in einem Ausheizofen thermisch behandelt. Einzelheiten des Temperaturverlaufs sowie Einfluss des Ambientes auf die erzielte Aktivierung können Kapitel 3.2 entnommen werden.
- Metallisierung des transparenten p-Kontaktes
Um eine effiziente Stromverteilung über das gesamte p-Gebiet zu gewährleisten, wird ein transparenter Kontakt als großflächige p-Elektrode aufgedampft. Für Transmissionswerte zwischen 60-80% muss die Schichtdicke des transparenten Kontaktes im Bereich von 6-10 nm liegen.
- Definition der Bauelementgeometrie durch Trockenätzen
Für LEDs, welche auf Saphirsubstrat epitaxiert wurden, besteht nicht die Möglichkeit, das Bauelement rückseitig zu kontaktieren. Es muss daher eine Mesastrukturierung durchgeführt werden, um Zugang zum n-dotierten Bahngebiet zu erhalten. Gleichzeitig wird durch diesen Ätzschritt auch die Geometrie des Bauelements festgelegt.
- Metallisierung der Kontakte
GaN-Leuchtdioden benötigen als bipolare Bauelemente unterschiedliche Materialsysteme für die n- und p-Kontakte. Als Standard haben sich im AlInGaIn-System n-seitig Ti/Au bzw. Al/Au und p-seitig Ni/Au oder Pt/Au etabliert. Der p-Kontakt wird auf dem transparenten Kontakt abgeschieden und dient als Kontaktverstärkung bzw. Kontaktpad beim Bonden.

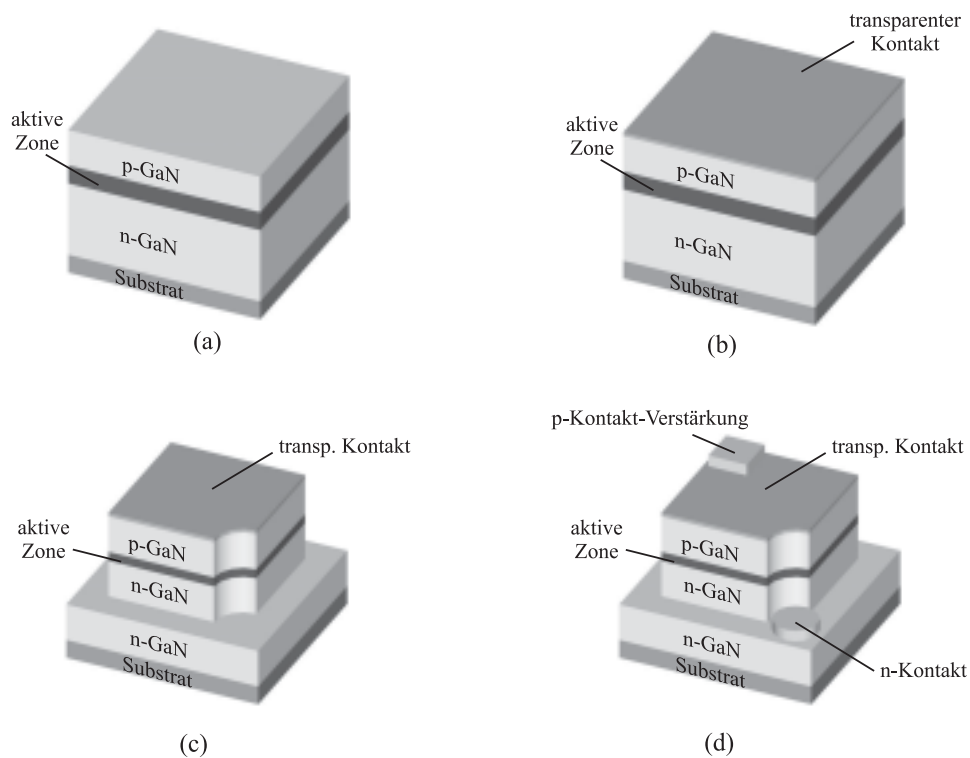


Bild 4.1. Übersicht der einzelnen Prozessschritte zur Realisierung einer LED: a) Epitaktisches Wachstum und Aktivierung der p-Dotierung b) Aufbringen des transparenten Kontaktes c) Mesa-Strukturierung d) Metallisierung des n-Kontaktes bzw. der p-Kontaktverstärkung.

- Legieren der Kontakte
Das Legieren der Kontakte dient einerseits der Verringerung des spezifischen Kontaktwiderstandes, andererseits lässt sich die Haftung an der Metall-Halbleiter-Grenzschicht verbessern, was für später folgende Bondschritte bei der Bauelementmontage essentiell ist.
- Passivierung der Oberfläche
Um die Oberfläche für weitere Prozessschritte zu stabilisieren und Oberflächenleckströme zu minimieren, kann das Bauelement passiviert werden. Dabei ist auf Transparenz, Adhäsion und die isolierenden Eigenschaften des verwendeten Materials zu achten.
- Dünnen des Substrates und Vereinzeln der Bauelemente
Vor dem Vereinzeln der Bauelemente wird üblicherweise das Saphirsubstrat auf ca. 80-100 μm gedünnt. Das Vereinzeln selbst erfolgt entweder durch Sägen oder Brechen des Kristalls.
- Montage der LED-Chips
Die vereinzelt Chips können nun auf Cu-basierende Wärmesenken, Metall-Gehäuse oder SMT-Gehäuse (*surface mounted technology*) geklebt werden. Alternativ ist die Montage auf einen speziell gefertigten Träger mit der Oberseite nach unten mög-

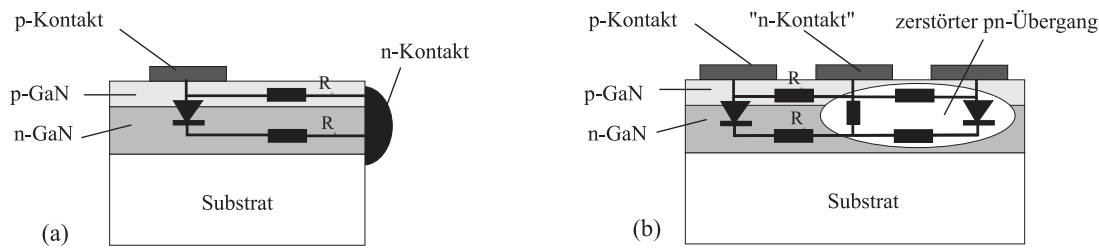


Bild 4.2. Alternative Konzepte zur Bauelementdefinition, welche aufgrund des verringerten technologischen Aufwandes eine schnelle Rückkopplung an die Epitaxie ermöglichen.

lich (*flip-chip Montage*), wodurch sich eine verbesserte Wärmeankopplung an das Gehäuse erreichen lässt.

Um die grundlegenden elektro-optischen Eigenschaften einer Struktur möglichst schnell an die Epitaxie rückkoppeln zu können, ist manchmal eine Reduzierung der Technologiesteps und damit der Prozessierungsdauer wünschenswert. Sogenannte Schnelltests verzichten dabei meist auf eine Mesastrukturierung und reduzieren die Anzahl der Metallisierungsschritte. Abbildung 4.2 zeigt zwei Konzepte für das beschleunigte Testen. Das erste Verfahren kontaktiert das n-Bahngebietes durch einen In-Kontakt ganzflächig an der gebrochenen Seitenfläche an. Beim zweiten erfolgt die Strominjektion in das n-dotierte GaN durch eine kurzgeschlossene zweite Diode, welche durch einen hohen Spannungsstoß in Rückwärtsrichtung zerstört wurde. Bei Untersuchungen erwiesen sich diese Konzepte nur als bedingt verwendbar. Beim seitlichen Ankontaktieren dominierte der resultierende Serienwiderstand im n-Bahngebiet die Strom-Spannungskennlinie, was die p-seitige Optimierung der vertikalen Schichtstruktur erschwerte. Zudem lassen sich parasitäre Leckströme im p-Gebiet und der aktiven Zone nicht vermeiden. Damit kann das Sperrverhalten der Diode nicht zur Beurteilung des Bauelements herangezogen werden. Bei der zweiten vorgestellten Struktur erwies sich das systematische Zerstören der zweiten Diode als problematisch. Die Durchbruchparameter variierten sowohl von Probe zu Probe, als auch innerhalb eines Wafers. Beide Verfahren können zum prinzipiellen Funktionstest und zum Ermitteln der Emissionswellenlänge herangezogen werden. Zum Optimieren und Vergleichen der Kennliniencharakteristik ist jedoch eine Mesastrukturierung und separate p- und n-Metallisierung nötig.

4.2 Prozesstechnologie

Im folgenden soll nun detaillierter auf die wesentlichen der oben aufgeführten Technologieschritte eingegangen und etwaige Problemstellen in der Prozessführung diskutiert werden.

4.2.1 Trockenätzen

GaN und seine ternären Verbindungen lassen sich aufgrund ihrer hohen chemischen Stabilität unter Normalbedingungen nicht nasschemisch ätzen. Nennenswerte Ätzraten lassen sich nasschemisch entweder nur bei sehr hohen Temperaturen oder mithilfe Generation von Ladungsträgern im Halbleiter durch UV-Bestrahlung (*photo induced chemical etching*) oder Strominjektion erreichen [66, 67]. In der Regel werden GaN und seine ternären Verbindungen deshalb trockenchemisch geätzt. Die gängigsten Verfahren sind hierbei reaktives Ionenätzen (reactive ion etching, RIE) und chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen (chemically-assisted ion beam etching, CAIBE). Die Proben in dieser Arbeit wurden mittels CAIBE strukturiert. Verwendet wird dabei Cl_2/Ar als Reaktionsgas, welches mit Chlor eine chemisch reaktive Komponente und mit Ar eine Sputterkomponente zur Verfügung stellt. Während des Ätzprozesses erfolgt zunächst ein Materialabtrag durch Ar-Ionenbeschuss. Die geätzten Komponenten reagieren dann im Falle des Ga mit dem angebotenen Chlor zu flüchtigem GaCl_x . Die Stickstoff-Komponente wird entweder als N_2 oder ebenfalls als Chlorkomplex desorbiert. Die dadurch erreichbaren Ätzraten liegen für GaN im Bereich von 30-40 nm/min, können aber für Material unterschiedlicher Qualität und ternärer Zusammensetzung variieren [68]. So wird an Al-haltigen Strukturen eine Reduktion der Ätzrate auf 20 nm/min beobachtet. Das schnellere bzw. bevorzugte Angreifen der reaktiven Komponente an Materialdefekten führt einerseits zu höheren Ätzraten für versetzungsreiche Schichten, andererseits kann es zu einer Demaskierung von Defekten in Form von Löchern an der Oberfläche oder Nadelbildung kommen. Aufgrund des Ionenbeschusses bei trockenchemischen Ätzprozessen kann es in den oberflächennahen Regionen zu Stöchiometrieänderungen des Halbleiterkristalles kommen. Der auftreffende Ionenstrahl kann Fehlstellenbildung hervorrufen, welche elektrisch wirksame Dotierniveaus oder Rekombinationszentren darstellen und so den Schichtwiderstand verändern. Dies wurde vor allem bei anschließender Kontaktbildung an geätzten bzw. gesputterten Oberflächen beobachtet. Abbildung 4.3 zeigt elektrische Kennlinien, welche auf Si-dotiertem GaN an nicht legierten 40/200 nm dicken Ti/Au-Kontakten gemessen wurden. Deutlich erkennt man die starke Ausprägung des Schottky-Kennlinienverhaltens bei Ätzen mit konstanter Ionenenergie von 400 eV. Eine Kennlinienverbesserung lässt sich sowohl durch lineares Absenken der Ionenenergie während der letzten 60 Sekunden des Ätzprozesses als auch durch einen zweiteiligen Prozess bei 400 eV bzw. 200 eV erreichen. Der leichte Nachteil des zweistufigen Prozesses kann dadurch erklärt werden, dass die Eindringtiefe der Ionen in den Kristall tiefer als die Schichtdicke ist, welche nach dem Herabsetzen der Ionenenergie abgetragen wird, sodass nicht alle induzierten Defekte entfernt werden. Die Dotierung des GaN:Si-Material betrug im obigen Fall $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ein analoges Verhalten wurde jedoch auch für Dotierung bis $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beobachtet. Ausheilen des n-dotierten Materials bei 600 °C vor Aufbringen der Kontaktmetallisierung sowie Legieren der n-Kontakte ergab, dass bei vorhandener Schädigung kein ohmsches Kennlinienverhalten mehr erreicht werden kann. Ein noch sehr viel ausgeprägteres Verhalten beobachtet man bei der Kontaktbildung auf p-dotiertem GaN. Hier führt schon kurze Plasmabehandlung, wie sie als Standardschritt zum Entfernen von etwaigen Lackresten verwendet wird, zu Schottkyverhalten bzw. höheren Kontaktwiderständen. Die Prozessführung wurde des-

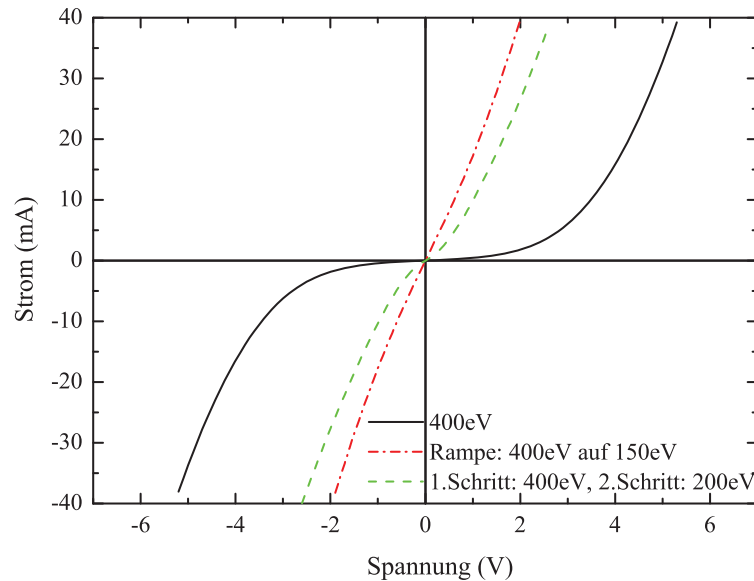


Bild 4.3. Elektrische Kennlinien von Ti/Au-TLM-Strukturen auf CAIBE-geätzttem GaN:Si bei variierender Ätzprozessführung.

halb so gewählt, dass die Oberflächenbehandlung p-seitig nur nasschemisch erfolgt und nach p-Aktivierung bereits als erster Schritt die p-Kontakt-Metallisierung zum Schutz der Oberfläche aufgebracht wird.

4.2.2 Metallisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Metallisierungsschemata Ti/Au für n-Kontakte und Ni/Au, Pd/Au, Ni/Pd/Au auf ihre Eignung als Kontakt auf p-dotiertem GaN untersucht. Da nicht alle Metalle in einer einzelnen Aufdampfanlage zur Verfügung standen, wurden die Proben in unterschiedlichen Anlagen bedampft. Es handelt sich dabei um eine QE1200 der Firma LEYBOLD, eine PLS570 der Firma BALZERS, sowie eine Auto306 der Firma EDWARDS. Bei allen Anlagen wird das Metall durch Verdampfen im Hochvakuum aufgebracht. Um den benötigten Druck von etwa 10^{-7} mbar zu erreichen, ist je nach Kammer Volumen der Anlage eine Abpumpzeit von 2-5 Stunden nötig. Abhängig vom Schmelz- bzw. Siedepunkt der verwendeten Metalle werden diese entweder thermisch oder mittels eines Elektronenstrahls zum Verdampfen gebracht. Um eine Verunreinigung der aufzudampfenden Metalle weitgehend vorzubeugen, werden als Behälter Molybdän-Schiffchen oder Graphit-Tiegel verwendet. Beim Erhitzen der Metallschiffchen muss darauf geachtet werden, dass es nicht aufgrund zu steiler Temperaturrampen zu Verspannungen im Material kommt. Diese Verspannungen können zum Spritzen, d.h. explosionsartigen Verdampfen des Metalls führen, was Tröpfchenbildung und Schichtdickeninhomogenität auf der Probe bewirkt. Die Dicke der aufgedampften Metallschicht wird während des Auf-

dampfprozesses über einen Schwingquarz kontrolliert. Die Aufdampfraten lassen sich im Bereich 0,1 bis 5 Å/s einstellen. Typische Schichtdicken liegen bei ca. 20/200 nm Ti/Au für n-Kontakte und 20/200 nm Ni/Au bei p-Kontakten. Da zur Strukturierung der Kontakte in der Regel ein Lift-off Prozess zum Einsatz kommt, sind die Gesamtschichtdicken auf ca. 300 nm beschränkt. Dickere Kontakte erfordern entweder einen zweiten Aufdampfschritt oder eine galvanische Kontaktverstärkung. Leider ermöglichen die zur Verfügung stehenden Aufdampfanlagen weder ein Rückspütern noch ein Aufheizen der Proben unmittelbar vor dem Bedampfen. Angesichts der hohen Evakuierungszeiten der Kammer von ca. 2-5 Stunden, besteht die Gefahr einer Oxidbildung, was ein wesentliches Problem bei der Kontaktoptimierung darstellt.

4.2.3 Vereinzeln der Bauelemente

Das Vereinzeln der Bauelemente kann entweder durch Sägen oder durch Anritzen mit einem Diamanten und anschließendem Brechen der Probe geschehen. Das Spalten von Saphir lässt sich sehr viel einfacher realisieren, wenn das Substrat zuvor auf eine Dicke von ca. 100 μm gedünnt wird. Aufgrund der großen Härte von Saphir (Mohshärte 9) ist das großflächige Dünnen von Saphirsubstraten jedoch problematisch und extrem zeitaufwendig [69]. Zum Dünnen wird die Probe zunächst mittels Crystal Bond auf eine Metallplatte geklebt, welche dann in eine Halterung eingespannt wird. Dieser Halter wird dann auf eine sich drehende, metallische Lappscheibe gesetzt und Diamantsuspension zugegeben. Nach Erreichen des gewünschten Materialabtrags wird zur Verbesserung der Oberflächenqualität sukzessive die Körnung der Diamantsuspension verringert. Abschließend kann ein Polieren über ein Poliertuch oder eine Ölpolitur erfolgen. Verfahrenstechnisch treten vor allem zwei Probleme auf. Ist die Probe nicht exakt planparallel zum Halter aufgeklebt erhält man einen ungleichmäßigen Abtrag, welcher früh zum Bruch des Wafers führen kann. Kleine Abbrüche oder Splitter des Wafers werden zudem nicht wie bei GaAs fein aufgemahlen, sondern verursachen aufgrund der hohen Saphir-Härte Kratzer, welche beim Ablösen und anschließenden Weiterbearbeiten des Saphirsubstrates Sollbruchstellen darstellen.

Wird das Saphirsubstrat nicht gedünnt - die typische Dicke beträgt dann ca. 330 μm - so ist aus mechanischen Gründen die minimale spaltbare Chipgröße ca. 1 x 1 mm. Aufgrund der oben beschriebenen Probleme stellt daher das Sägen, trotz der großen Härte von Saphir und den damit verbundenen kurzen Standzeiten der Sägeblätter eine Alternative zum Vereinzeln der Bauelemente dar. Um eine höhere Lebensdauer des Sägeblattes zu gewährleisten und einen glatten Schnitt zu erhalten, muss die beim Sägen entstehende Wärme möglichst gering gehalten werden. Neben ausreichender Wasserkühlung sollte deshalb im Vergleich zu weicheren Materialien (ca. 30000 upm) die Umdrehungsgeschwindigkeit auf ca. 15000-18000 upm reduziert werden. Die zu vereinzeln Probe wird zum Sägen auf Folie fixiert und mittels Vakuumsaugung auf einem Halter befestigt. Besitzt der zu sägende Saphir keine polierte Rückseite, so wird die Probe epitaxialseitig nach unten auf die Folie geklebt, da die diffuse Saphirrückseite keine exakte optische Justage des Sägeschnitts erlaubt. Die Oberfläche der Probe muss dann vor dem Sägen durch Photolack geschützt werden. Durch Verwenden von BlueTape-Folie kann auf Wachs zum Fixieren

der Probe verzichtet werden, welches beim Sägen die Sägeblattreibung signifikant erhöht und zu früherem Sägeblattbruch führt. Um die Standzeit des Sägeblattes in vertretbarem Rahmen zu halten, wurden Blattdicken von 100-150 μm verwendet. Aufgrund der Spröde des Saphirs muss mit Materialausbruch an beiden Seiten der Sägestraße gerechnet werden, sodass die zu trennenden Strukturen einen minimalen Abstand von 150-200 μm aufweisen sollten.

4.2.4 Aufbautechnik

Erfolgt die Montage auf TO-oder SMT-Gehäuse, wird der LED-Chip substratseitig auf den vorgesehenen Sockel bzw. Reflektor geklebt. Dazu wird ein Zweikomponenten-Leitsilberkleber der Firma Polytec verwendet, welcher bei ca. 100 °C für eine Stunde ausgehärtet wird. Da für LEDs auf Saphir keine substratseitige Kontaktierung möglich ist, müssen n- und p-Kontakte über Bonddrähte kontaktiert werden. Beim in Institut vorhanden Bonder handelt es sich um einen Wedge-Bonder der Firma HYBOND, mittels welchem Kontaktgeometrien bis ca. 60 x 60 μm bearbeitet werden können. Die Strominjektion ins Bauelement erzeugt Verlustwärme, welche zu einer signifikanten Temperaturerhöhung in der LED führen kann. Um eine verbesserte Wärmeabfuhr zu realisieren, kann die LED epitaxialseitig auf eine Wärmesenke montiert werden (flip-chip-Montage). Aufgrund der zwei gleichseitigen Kontakte ist hierfür die Anfertigung eines speziell strukturierten Trägersubstrats notwendig.

Flip-Chip Montage

Die Trägerherstellung lehnt sich an den im Institut vorhandenen Prozess zur Hybridintegration von VCSEL-Arrays an [70]. Als Trägermaterial kommt hochohmiges Silizium (3-5 k Ω) und Saphirsubstrat zum Einsatz. Abbildung 4.4 zeigt den Querschnitt des Trägersubstrates. Die Strukturierung der Leiterbahnen und Kontaktpads erfolgt mittels Lithographie, Aufdampfen von Gold und anschließendem Lift-off. Ein erneuter Lithographieschritt liefert die Photolackmaske für die folgende Gold-Galvanik zur Verstärkung der Leiterbahnen. Danach wird Lötstopplack aufgebracht, der beim späteren Lötvorgang verhindert, dass das Lot vom Pad wegfließt. Eine ebenfalls galvanisch abgeschiedene Cu-Schicht sorgt für eine Kontaktverstärkung und dient als Diffusionsbarriere für das Lot. Der Aufbau der Löt-Bumps wird durch eine abschließende Pb/Sn-Galvanik realisiert. Eine Alternative zur Pb/Sn-Galvanik bildet das Aufdampfen von mehreren Mikrometer Indium, was aufgrund des niedrigen In-Schmelzpunktes jedoch eine deutlich weniger temperaturstabile Lösung ist. Abbildung 4.5 zeigt Träger und eine manuell gespaltene LED-Reihe vor der Flip-Chip-Montage. Zur Montage wird der in [70] beschriebene Löttaufbau verwendet. Er besteht im Wesentlichen aus einem Lötraum, welcher mittels Strahlungswärme einer Halogenlampe erhitzt wird. Zur besseren Temperaturverteilung wird ein Kupferblock eingesetzt, auf welchem die Probe befestigt wird. Der Kupfer-Block wiederum ist direkt auf dem Schutzglas des Reflektors der Lampe platziert und kann mittels Vakuum fixiert werden. Die Anordnung wird nach oben hin durch einen weiteren Reflektor abgeschlossen,

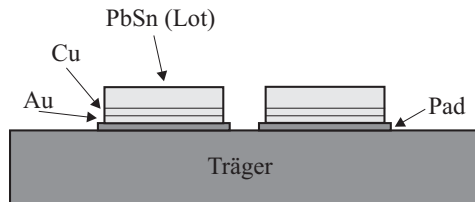


Bild 4.4. Träger mit Lot vor Flip-Chip-Montage der LED.

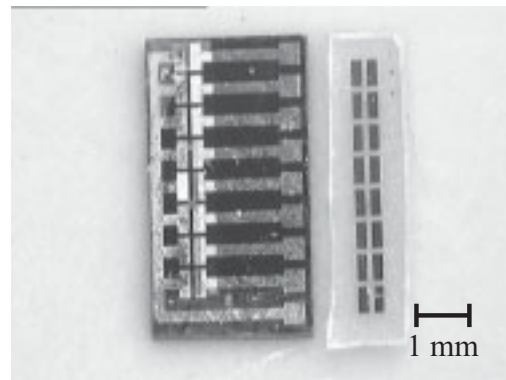


Bild 4.5. Träger und LED-Reihe vor der Flip-Chip-Montage.

welcher die Strahlungswärme auf die Probe fokussiert. Während der Montage wird der Löttraum mit Stickstoff gespült. Ein Mikroskop erlaubt die Beobachtung der Probe während des gesamten Prozesses, die Temperaturkontrolle erfolgt über ein Thermoelement. Für den Montageprozess selbst wird zunächst ein Reflow-Schritt durchgeführt, der das Lot

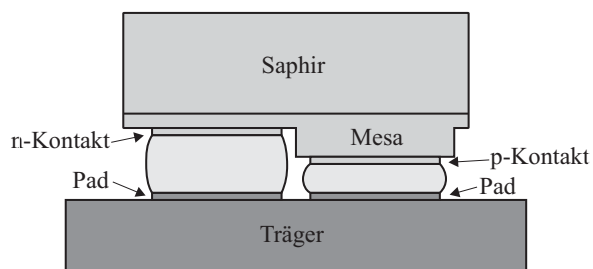


Bild 4.6. LED in Flip-Chip-Konfiguration: Die LED wird mit der p-Seite auf den Träger aufgebracht.

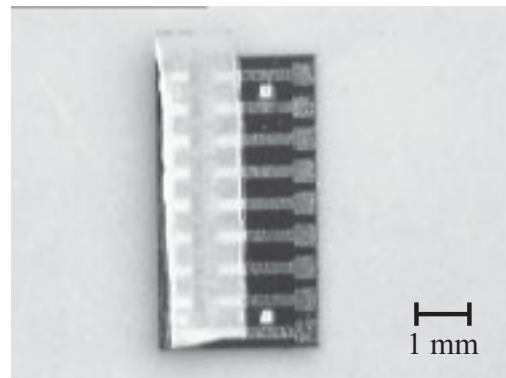


Bild 4.7. Montierter LED-Streifen auf Si-Träger.

homogenisieren lässt. Da die verwendeten Strukturen relativ groß sind, kann die Justage der Flip-Chip-Reihe von Hand erfolgen. Bei Montage von kleineren Chipflächen kann die Positionierung durch einen Justagearm erfolgen, welcher zur Probenaufnahme eine Spitze mit Vakuuman-saugung besitzt. Die Anordnung wird nun auf 180 °C vortemperi-ert, der eigentliche Lötprozess geschieht durch sprungartiges Aufheizen auf 250 °C. Dabei wird der Stickstoffatmosphäre während des Lötens stoßweise Ameisensäure beigemischt. Die Ameisensäure bricht das vorhandene Oberflächenoxid des Lots auf und ermöglicht eine homogene Kontaktbenetzung. Wie man in Abbildung 4.6 erkennt, treten aufgrund der Mesastruktur unterschiedliche Abstände zwischen dem Träger und den Kontakten auf. Dies kann durch eine Schichthöhenanpassung der Löt-Bumps auf dem Träger ausgeglichen werden. In der Praxis zeigte sich, dass aufgrund des Aspektverhältnisses eine Benetzung der n- und p-Kontakte gewährleistet ist, wenn während des Lötvorgang die LED-Reihe mit

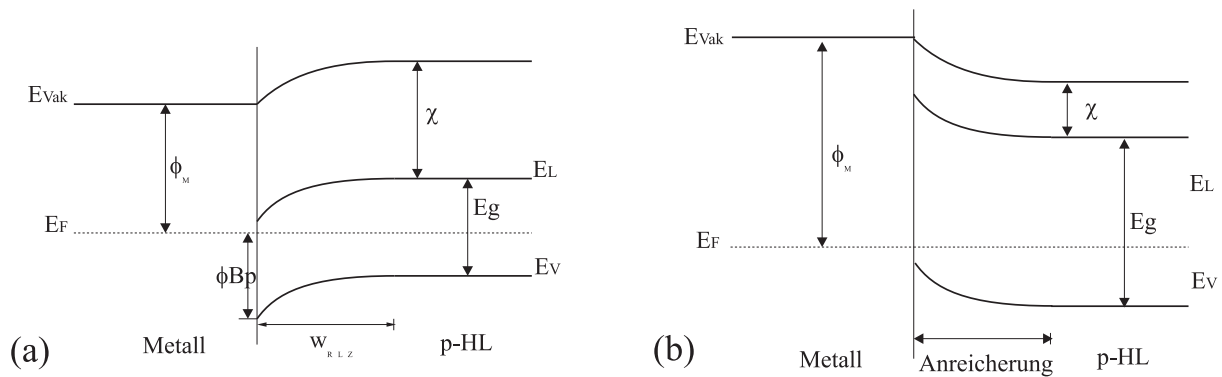


Bild 4.8. Banddiagramm eines idealen Metall/p-Halbleiter-Überganges für den Fall von (a) Ladungsträgerverarmung und (b) Ladungsträgeranreicherung in Oberflächennähe.

Hilfe des Justagearmes etwas gegen den Träger gedrückt wird. Eine montierte LED-Reihe ist exemplarisch in Abbildung 4.7 dargestellt.

4.3 Ohmsche Kontakte

4.3.1 Grundlagen idealer ohmscher Kontakte

Bringt man ein Metall und einen Halbleiter in Kontakt, so bildet sich durch den Unterschied in der Austrittsarbeit des Metalls ϕ_M und der Elektronenaffinität χ des Halbleiter eine Potentialdifferenz. Das entstehende elektrische Feld influenziert eine Ladungsträgerverteilung in Oberflächennähe, was zu einer Bandverbiegung des Halbleiters führt. Die vorhandenen Donatoren bzw. Akzeptoren in Oberflächennähe sind ortsfest, während die beweglichen Ladungsträger (Elektronen oder Löcher) sich zur Oberfläche bewegen. Abhängig vom Verhältnis der Austrittsarbeit von Metall und Halbleiter kommt es entweder zu Anreicherung von Ladungsträgern oder zur Ausbildung einer ladungsträgerverarmten Raumladungszone. Die Anreicherungsrandschicht bildet für den Stromtransport keinen bedeutenden Widerstand und resultiert in einer linearen ohmschen Strom-Spannungskennlinie. Bei Ladungsträgerverarmung und Ausbildung einer Raumladungszone erhält man einen sperrenden Kontakt.

Schottky-Kontakte

Ein Kontakt gleichrichtender Eigenschaft, eine sogenannte Schottky-Diode (Abb. 4.8a), liegt vor, wenn der Halbleiter an der Grenzfläche bis zu einer Tiefe w_{RLZ} an freien Ladungsträgern verarmt. Dies gilt für n-dotierte Halbleiter im Falle von $\phi_M > \phi_n$ bzw. bei p-Dotierung für $\phi_M < \phi_p$, wobei ϕ_M, ϕ_p, ϕ_n die Austrittsarbeit des Kontaktmetalls bzw. des Halbleiters ist. Da der Großteil der flachen Störstellen bei Raumtemperatur ionisiert ist und sich dadurch freie Ladungsträger im Leitungsband befinden, wird bei Halbleitern üblicherweise nicht die Vakuumaustrittsarbeit ϕ sondern die Elektronenaffinität χ

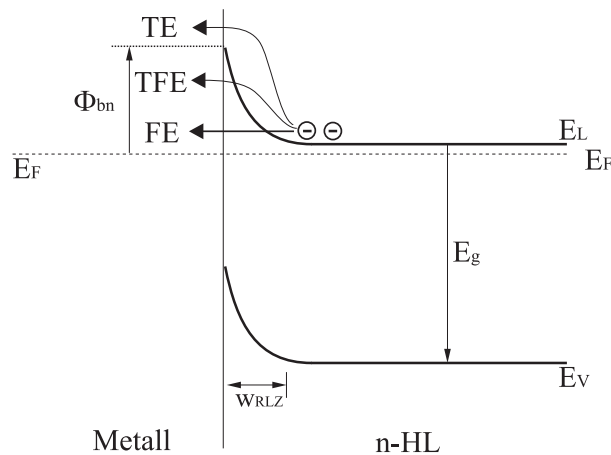


Bild 4.9. Verschiedene Stromtransportmechanismen bei Schottky-Kontakten auf einem n-Halbleiter. (TE: Thermische Emission, TFE: Thermionische Emission, FE: Feldemission)

betrachtet. Die Höhe der Schottky-Barriere ϕ_{Bn} ergibt sich dann im Idealfall für einen n-Halbleiter zu

$$\phi_{Bn} = \phi_M - \chi \quad . \quad (4.1)$$

Analog erhält man für Kontakte auf p-dotiertem Material

$$\phi_{Bp} = E_g - (\phi_M - \chi) \quad . \quad (4.2)$$

Abweichungen von diesen Beziehungen ergeben sich durch Präsenz von Oberflächenzuständen. Liegt eine hohe Dichte dieser Oberflächenzustände energetisch in der Bandlücke, so können sie eine Fixierung des Fermi-niveaus an der Grenzfläche bewirken (*fermi-level pinning*). Bei konventionellen III-V-Halbleitern wie GaAs oder InP führt dies dazu, dass die Barrierenhöhe in Wirklichkeit nur schwach von der Austrittsarbeit des Metalls abhängt [71]. Auch bei GaN gibt es erste Hinweise auf Fermi-Level-Pinning am Metall-Halbleiter-Interface aufgrund tiefer Defekte [72], für die folgenden Betrachtungen soll jedoch zunächst von einem idealen Metall-Halbleiter-Übergang ausgegangen werden.

Ohmsche Kontakte

Wie oben bereits geschildert, ist die einfachste Art einen sperrfreien Kontakt zu realisieren die Ladungsträgeranreicherung an der Oberfläche. Dies verlangt für einen n-Halbleiter ein Metall mit einer kleineren Austrittsarbeit als die Elektronenaffinität ($\phi_M < \chi$) bzw. im Falle eines p-Halbleiters, dass die Austrittsarbeit größer als der Abstand zwischen Valenzband und Vakuumniveau ($\phi_M > E_g + \chi$) ist. Nicht immer sind in der Praxis Metalle geeigneter Austrittsarbeit vorhanden. Die Realisierung von (annähernd) ohmschen Kontakten lässt sich dann erreichen durch:

- Hohe Dotierung des Halbleiters im Bereich der Oberfläche. Dadurch sinkt die Weite der Raumladungszone, die Bänder an der Oberfläche werden stark verbogen

(Abb.4.9) und die Tunnelwahrscheinlichkeit der Ladungsträger durch die Barriere steigt an.

- Reduktion der Barrierenhöhe $\phi_{Bn,p}$. Durch Legieren des Kontaktes kann es zur Ausbildung einer metallurgischen Schicht unter dem Kontakt kommen, welche die effektive Barrierenhöhe verringert. Alternativ möglich ist die halbleiterseitige Änderung des Bandabstandes in Oberflächennähe durch Einbringen einer Heterostruktur.

Der Kontaktwiderstand eines p-Halbleiters verhält sich gemäß [71]

$$R_K \sim \exp\left(\frac{4\pi\sqrt{\varepsilon_r\varepsilon_0m_p^*}}{h} \cdot \frac{\phi_{Bp}}{\sqrt{N_A}}\right) \quad (4.3)$$

Dabei sind ε_r die relative Dielektrizitätskonstante des Halbleiters, ε_0 die elektrische Feldkonstante, h das Plancksche Wirkungsquantum und m_p die effektive Masse der Löcher. In realen Metall-Halbleiter-Systemen gibt es in der Regel mehrere konkurrierende Stromtransportmechanismen. Die genaue Höhe der Barriere und Ausdehnung der Anreicherungs- bzw. Verarmungsschicht bestimmen den vorherrschenden Mechanismus. Prinzipiell unterscheidet man zwischen:

- Thermischer Emission
Die Elektronen bzw. Löcher genügend hoher Energie können die Barriere überwinden.
- Quantenmechanischem Tunneln
Können die Ladungsträger bereits bei tiefen Temperaturen vom Fermi-niveau durch die Barriere tunneln, so spricht man von Feldemission. Ist dazu ein energetisches Anheben der Ladungsträger, d.h. eine erhöhte Temperatur des Halbleiters nötig, so liegt thermionische Feldemission vor (vgl. Abbildung 4.9).

Welcher Stromtransportmechanismus vorherrscht, kann mit Hilfe des gemessenen spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_c abgeschätzt werden. Definiert man eine charakteristische Energie

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_A}{m_p^*\varepsilon_0\varepsilon_r}} \quad , \quad (4.4)$$

so gilt

$$\begin{aligned} \text{Thermische Emission : } k_B T \gg E_{00} &\Rightarrow \rho_c \propto \frac{1}{T} \cdot e^{\frac{q\phi_B}{E_{00}}} \\ \text{Thermionische Feldemission : } k_B T \approx E_{00} &\Rightarrow \rho_c \propto \frac{1}{T} \cdot e^{\frac{q\phi_B}{E_{00} \coth(E_{00}/k_B T)}} \\ \text{Feldemission : } k_B T \ll E_{00} &\Rightarrow \rho_c \propto \frac{1}{T} \cdot e^{\frac{q\phi_B}{k_B T}} \end{aligned}$$

Während man also für thermische Emission eine starke Temperaturabhängigkeit beobachtet, ist bei thermischer Feldemission nur eine geringe bzw. für Feldemission nahezu keine Temperaturabhängigkeit zu erwarten.

4.3.2 Charakterisierung ohmscher Kontakte

Die Charakterisierung der ohmschen Metall-Halbleiterkontakte basiert auf dem sogenannten TLM-Verfahren (*transmission line model*)[73]. Für die Messung verwendet man mehrere Kontakte gleicher geometrischer Abmessung, welche in variierendem Abstand auf dem Halbleiter aufgebracht werden. Um den Stromfluss auf die Kontaktzonen und die Bereiche zwischen den Kontakten zu beschränken, erfolgt eine Mesa-Strukturierung durch Rückätzen in die semi-isolierende GaN-Schicht. Alternativ ist eine konzentrische, zirkuläre Anordnung der Kontakte möglich, für welche der zusätzliche Ätzschritt entfällt (*circular transmission line model*). Das Messverfahren kann nur zur Untersuchung von ohmschen Kontakten mit linearer Strom-Spannungs-Kennlinie, bei denen die freien Ladungsträger nahezu ungehindert die Barriere überwinden können, angewandt werden. Der gemessene Widerstand zwischen zwei Kontakten mit dem Abstand l_i setzt sich dann aus dem Schichtwiderstand des Halbleiters R_{SH} unter und zwischen den Kontakten und den eigentlichen Kontaktwiderständen R_c zusammen. Da infolge auftretender Stromeinengung an den Kontakträndern (*current crowding*) oder einem Spannungsabfall in der Kontaktzone zumeist keine homogene Stromverteilung unter dem Kontakt vorliegt, bietet es sich an, die sogenannte Transferlänge L_T einzuführen. Sie ist definiert als die Länge, nach welcher die Spannung aufgrund des Stromflusses am Metall-Halbleiterübergang auf den 1/e-ten Teil abgefallen ist. Bei inhomogenen Kontakten der Länge d trägt anschaulich betrachtet nur die Transferlänge L_T zum Stromtransport bei, der restliche Anteil des Kontaktes ist inaktiv. Damit lässt sich der reale Kontakt durch einen idealen Übergang der Länge L_T ersetzen und man erhält

$$R_i = \frac{R_{SH}}{w} l_i + 2R_c \approx \frac{R_{SH}}{w} l_i + 2 \frac{R_{SH} L_T}{w} \quad , \quad (4.5)$$

wobei w die Breite des Kontaktes repräsentiert. Trägt man die gemessenen Widerstände über dem Abstand l auf, so lassen sich aus Steigung und Achsenabschnitten einer Regressionsgerade der Kontaktwiderstand R_c , der Schichtwiderstand des Halbleiters R_{SH} und die Transferlänge L_T extrahieren. Bisher wurde angenommen, dass der Schichtwiderstand unter dem Kontakt gleich dem Schichtwiderstand des Halbleiters ist. Dies ist insbesondere nach Einlegieren der Kontakte, aber auch infolge vorhandener oberflächennaher elektronischer Zustände nicht gegeben. Das vorliegende Modell muss daher erweitert werden. Der bisherige Kontaktwiderstand R_c wird nun in den geometrie-unabhängigen *spezifischen* Kontaktwiderstand ρ_c , welcher den Vergleich verschiedener Kontaktgeometrien erlaubt, sowie den Kontakt-Schicht-Widerstand R_{SK} zur Berücksichtigung der metallisierungs-nahen Widerstandsinhomogenitäten, aufgeteilt. Für Gleichung 4.5 ergibt sich nach Einführen der neuen Größen

$$R_i = \frac{R_{SH}}{w} l_i + 2R_c \approx \frac{R_{SH}}{w} l_i + 2 \frac{R_{SK} L_{TC}}{w} \quad , \quad (4.6)$$

wobei L_{TC} definiert ist als

$$L_{TC} = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{SK}}} \quad . \quad (4.7)$$

Es ist offensichtlich, dass bei Aufteilung von R_c in die Größen ρ_c und R_{SK} eine weitere Messgröße benötigt wird. Es muss daher zusätzlich eine sogenannte Endkontaktmessung durchgeführt werden. Diese kann an drei benachbarten Kontakten der TLM-Struktur erfolgen. Unter Berücksichtigung des Endwiderstandes R_E und der eingeführten Größen erhält man nach [73] für den spezifischen Kontaktwiderstand

$$\rho_c = wL_{TC}R_E \cosh \frac{d}{L_{TC}} \quad (4.8)$$

Zur Messung der Widerstände wird eine Kombination präziser Strom-Spannungs-Quellen (Semiconductor Parameter Analyzer des Typ HP4145) verwendet. Dabei wird über zwei Nadeln ein fester Strom eingepreßt und über zwei weitere Nadeln die Spannung hochohmig abgegriffen. Aufgrund der Kontaktverstärkung von ca. 200 nm lässt sich der Kontakt als Äquipotentialfläche behandeln. Durch die verwendete 4-Punkt-Messung kann man den Spannungsabfall am Metall-Halbleiterübergang von dem Nadel-Metall-Übergangswiderstand und den Zuleitungswiderständen trennen. Zur Plausibilitätsprüfung wird der Kontaktwiderstand bei verschiedenen Messströmen zwischen $10 \mu\text{A}$ und 1 mA bestimmt und das ohmsche Kennlinienverhalten anhand der Strom-Spannungscharakteristik kontrolliert. Für die Untersuchung des temperaturabhängigen Verhaltens des Kontaktwiderstandes lässt sich der Probenhalter mittels einer geregelten Wendelheizung im Bereich von 300-600 K erwärmen.

4.3.3 Kontakte auf p-GaN

Aus Gleichung 4.2 ersieht man, dass bei einer GaN-Elektronenaffinität von 4,1 eV sowie der Bandlücke von 3,39 eV bei Raumtemperatur eine Austrittsarbeit des Kontaktmetalls von 7,49 eV benötigt wird, um einen sperrfreien Kontakt herzustellen. Diese Bedingung wird von keinem der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Metalle erfüllt. Um trotzdem einen ohm-

Tab. 4.1. Austrittsarbeiten einiger Metalle in eV.

Metall	Ag	Al	Au	Cu	Ni	Mg	Pd	Pt	W
[74] (Photoemission)	4,43	4,20	4,83	4,39	5,09	3,70		5,66	4,50
[74] (therm. Emission)					4,91			5,30	4,50
[71]	4,30	4,25	4,80	4,25	4,50	3,70	5,20		

schen p-Kontakt zu realisieren, muss auf extrem hohe Mg-Dotierlevel zurückgegriffen werden. Li et al. berechneten, dass für einen Kontaktwiderstand in der Größenordnung von 10^{-5} cm^{-2} eine Dotierkonzentration von $[\text{Mg}] = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ benötigt wird. Der Rechnung liegt eine Barrierenhöhe von 1 eV und die Annahme zugrunde, dass trotz der hohen Aktivierungsenergie, die Mg-Akzeptoren in der RLZ infolge der vorhandenen Bandverbiegung ionisiert sind [75]. Tatsächlich besitzen heutzutage nahezu alle kommerziell erhältlichen GaN-LEDs eine p^+ -Kontaktschicht mit $[\text{Mg}]$ -Konzentrationen von ca. $[\text{Mg}] = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Da für diese Arbeit keine Proben mit Mg-Konzentrationen $[Mg] > 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zur Verfügung standen, wurde versucht, prozesstechnologisch die Barrierenhöhe zu beeinflussen. Im folgenden soll diskutiert werden, inwieweit mittels geeigneter Kontaktmetallisierungen, Legierschritte und Oberflächenbehandlungen ein niederohmiges Kontaktsysteme auf p-dotiertem GaN realisiert werden kann. Dazu werden zunächst Ni/Au-Kontakte untersucht und der Einfluss der Schichtdicken, der Legiertemperatur, des Legiergases und der Oberflächenbehandlung auf den Kontaktwiderstand betrachtet. Anschließend erfolgt der Übergang zu Pd-haltigen Kontaktmetallisierungen.

Nickel-Gold-Kontakte

Einfluss der Nickelschichtdicke

Um den Einfluss der Ni-Schichtdicke auf den resultierenden spezifischen Kontaktwiderstand zu untersuchen, wurde auf mehrere Stücke einer Mg-dotierten Probe (Ladungsträgerkonzentration $p = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $\mu_p = 12 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$) Kontakte mit variierender Ni-Dicke von 20 nm, 40 nm und 80 nm sowie eine Au-Kontaktverstärkung von 300 nm aufgebracht. An den metallisierten, unbehandelten Proben wurden mittels Vier-Spitzen-Methode die Widerstände an TLM-Strukturen gemessen und daraus die spezifischen Kontaktwiderstände bestimmt. Wie man in Abb. 4.10 sieht, unterscheiden sich die einzelnen Schichtdickenverhältnisse lediglich durch eine Parallelverschiebung der Regressionsgeraden, woraus gemäß Kapitel 4.3.2 auf eine hinreichende Homogenität des Halbleiterschichtwiderstandes über die Probe geschlossen werden kann. Nach einem Legierschritt unter Stickstoffatmosphäre wurden die Proben erneut vermessen. Die Ergebnisse, welche in Tabelle 4.2 aufgeführt sind, stellen die resultierenden Mittelwerte aus Messungen kleiner ($100 \times 50 \mu\text{m}^2$) und großer ($200 \times 50 \mu\text{m}^2$) Kontaktgeometrien dar. Der Fehler zu den Einzelmessungen liegt bei $\pm 0,02 \Omega\text{cm}^2$. Tabelle 4.2 lässt sich entnehmen, dass für

Tab. 4.2. Spezifischer Kontaktwiderstand in Abhängigkeit der Nickel-Dicke.

Probe	Nickeldicke	Behandlung	$\rho_c [\Omega\text{cm}^2]$
A	80 nm	unbeh.	0,788
		400 °C /5 min	0,296
		500 °C /5 min	0,238
		600 °C /5 min	0,207
B	40 nm	unbeh.	0,345
		400 °C /5 min	0,282
		500 °C /5 min	0,325
		600 °C /5 min	0,245
C	20 nm	unbeh.	0,220
		400 °C /5 min	0,250
		500 °C /5 min	0,361
		600 °C /5 min	0,195

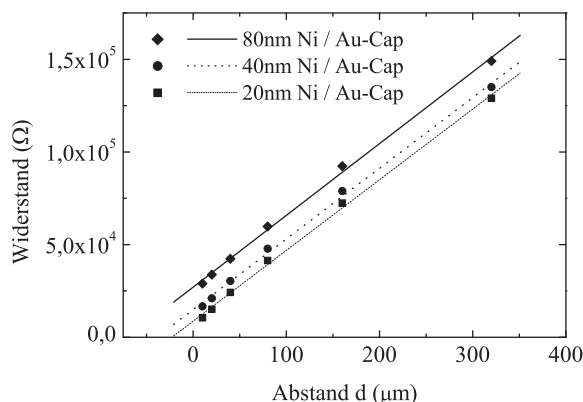


Bild 4.10. TLM-Messung von Ni/Au-Kontakten mit variierender Ni-Dicke zur Bestimmung des Kontaktwiderstandes.

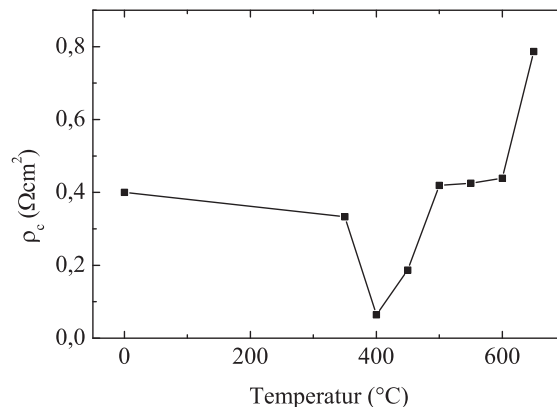


Bild 4.11. Spezifischer Kontaktwiderstand eines Ni/Au-Kontaktes (20 nm/180 nm) nach 10 minütigem Legieren bei verschiedenen Temperaturen.

eine Nickeldicke von 20 nm der geringste spezifische Kontaktwiderstand im unbehandelten Zustand erreicht wurde. Unterzieht man die Kontakte jedoch einem Temperaturschritt, so können für typische Legiertemperaturen von 400-500 °C nur minimale Unterschiede für die einzelnen Schichtverhältnisse gefunden werden. Es soll allerdings bereits an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass dies nur für nicht transparente Kontakte, welche unter Stickstoff legiert wurden, gilt.

Legieren von Ni/Au-Kontakten

In der Regel werden Kontakte auf einem Halbleiter nach dem Aufdampfen legiert, um die Haltbarkeit zu verbessern und die Ausbildung einer Übergangsschicht zwischen Metall und Halbleiter zu erreichen. Zur Evaluation des Temperatureinflusses auf das Legierverhalten, wurde eine mit Ni/Au-Kontakten (20/180 nm) versehene Probe gespalten und zwischen 350 °C und 650 °C für je 10 min im RTA legiert. Die spezifischen Kontaktwiderstände in Abbildung 4.11 zeigen eine deutliche Verbesserung für Temperaturen um 400 °C. Für den Bereich von 500 °C bis 600 °C liegen die gemessenen Werte im Bereich des unlegierten Kontaktes. Ab einer Legiertemperatur von 650 °C verschlechtert sich der spezifische Kontaktwiderstand um den Faktor 2. Der beste erreichte Wert von $3,7 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ liegt im Bereich der in der Literatur veröffentlichten Werte [76], ist aber um den Faktor 10 schlechter als der beste bisher erreichte spezifische Kontaktwiderstand in diesem Materialsystem [77]. Die Verschlechterung des spezifischen Kontaktwiderstands für Legiertemperaturen oberhalb 600 °C konnte bereits von Trexler et al. beobachtet werden [78] und lässt sich auf das Entstehen von metallischen Inseln (*balling up*) auf den Kontakten zurückführen [79, 80].

Ni/Au-Kontakte mit nasschemischer Vorbehandlung

Mehrere Veröffentlichungen beschreiben, dass sich durch eine Oberflächenbehandlung vor

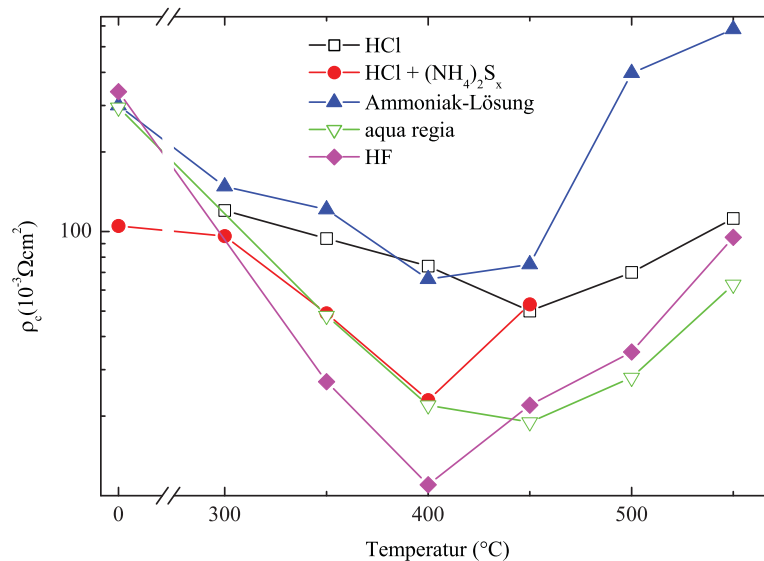


Bild 4.12. Spezifischer Kontaktwiderstand ρ_c in Abhängigkeit der nasschemischen Probenvorbehandlung und Legiertemperatur.

dem Aufdampfen der Metallisierung der spezifische Kontaktwiderstand reduzieren lässt. So konnte beispielsweise der Widerstand von Pd/Au Kontakten durch eine Vorbehandlung mit KOH von $2,9 \cdot 10^{-1} \Omega \text{ cm}^2$ auf $7,1 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}^2$ [55] und durch eine Reinigung mit Königswasser von $2,9 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}^2$ auf $7,1 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ gesenkt werden [81]. Die beobachtete Verbesserung des spezifischen Kontaktwiderstands beträgt also etwa einen Faktor 40. Ähnliche Ergebnisse erhält man für Pt/Ni/Au Kontakte und mit Reinigung durch gepufferte Flußsäure, für welche ein spezifischer Kontaktwiderstand von $5,1 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ gezeigt wurde [82]. Die Ursache für die deutliche Verringerung des Kontaktwiderstandes durch Oberflächenbehandlung lässt sich auf mehrerer Effekte zurückführen:

- Nach dem Wachstum der Galliumnitrid-Schichten ist der Wafer in der Regel für einige Zeit der Umgebungsluft ausgesetzt. Dabei kann ein bis zu 50 \AA dicker Oxidfilm entstehen, welcher als Barriere zwischen Kontakt und Halbleiter eine Verschlechterung des Kennlinienverhaltens und des Kontaktwiderstandes bewirkt [81]. Darüberhinaus können sich verschiedene organische Verunreinigungen an der Oberfläche anlagern. Ein Teil der organischen Verunreinigungen lässt sich mit Lösungsmitteln wie Aceton (CH_3COCH_3), Methanol (CH_3OH) oder Isopropanol ($\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$) entfernen. Die Oxidschicht lässt sich mit anorganischen Säuren (Salzsäure (HCL), Flußsäure (HF), Königswasser (aqua regia, $\text{HCl} : \text{HNO}_3$) und Laugen (Kalilauge (KOH), Natronlauge (NaOH)) beseitigen [83].
- Zwar ist es kaum möglich Galliumnitrid nasschemisch zu ätzen, doch werden an Stellen mit Kristallfehlern einige Atome aus dem Gitter gelöst. Durch die Reinigung

wird also die Oberfläche aufgeraut und es vergrößert sich die Fläche für den Kontakt, was den flächenbezogenen Widerstand des Metall–Halbleiterübergangs sinken lässt [83].

- Lee et al. berichteten, dass nach einer nasschemischen Behandlung der GaN-Proben mit Königswasser und $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ nicht nur die Konzentration von Sauerstoff- und Kohlenstoffatomen an der Oberfläche reduziert wurde, sondern sich mittels Röntgen-Photoelektronenspektroskopie (*X-ray photoelectron spectroscopy, XPS*) auch eine Erhöhung des Ga/N-Atomverhältnisses an der Oberfläche nachweisen ließ. Ein höheres Ga/N-Atomverhältnis würde eine Verschiebung des Fermi-niveaus näher an das Valenzband bewirken und damit die Barriere für Löcher am Metall/p-GaN verringern [46].

Abbildung 4.12 zeigt die Übersicht der in dieser Arbeit erreichten spezifischen Kontaktwiderstände bei Ni/Au-Kontakten (20 nm/200 nm) auf nasschemisch vorbehandeltem p-GaN. Die besten Ergebnisse wurden dabei mit einem Dip in zweiprozentiger HF-Lösung erreicht. Hierfür erhielt man Werte von $1 - 2 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ bei einer Legiertemperatur von 400°C . Doch auch die Behandlung mit Königswasser oder einem zweistufigen Prozess aus Salzsäure und Ammoniumsulfid liefern Kontaktwiderstände der gleichen Größe. Welche Oberflächenbehandlung gewählt wird, ist abhängig von den umgebenden Prozessbedingungen. So zeigte sich Probenpräparation mit Flusssäure und Königswasser bei Lift-off-Verfahren als problematisch, da ein Unterkriechen des Lackes beobachtet wird [84]. Alle eingesetzten Lösungen zeigten im Vergleich zur unbehandelten Oberfläche eine deutliche Kennlinienverbesserung und Reduktion des Kontaktwiderstandes um mindestens eine Größenordnung, was wie oben beschrieben auf das Entfernen potentieller Oberflächenverunreinigungen und Oxidschichten zurückgeführt wird.

Oxidation von Ni/Au-Kontakte

Kontaktsysteme der klassischen AlGaAs bzw. AlInGaP-Halbleiter werden traditionell unter inerten Gasen legiert, um eine Oxidation der Al-haltigen Schichten zu vermeiden. Für nitridischen System zeigen Arbeiten der jüngeren Vergangenheit, dass an Sauerstoff legierte Ni/Au Kontakte einen geringeren spezifischen Kontaktwiderstand von bis zu $10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ aufweisen [50]. Verschiedene Erklärungen für diese Beobachtungen werden in der Literatur zum Teil kontrovers diskutiert. Ein Erklärungsansatz ist die verbesserte Aktivierung

Tab. 4.3. Vergleich des spezifisches Kontaktwiderstandes von legierten Ni/Au-Kontakten in Sauerstoff/Argon- und Stickstoff-Atmosphäre.

Legiertemperatur	$\rho_c[\Omega\text{cm}^2]$ in O_2/Ar	$\rho_c[\Omega\text{cm}^2]$ in N_2
350°C	0,045	
400°C	0,048	0,053
450°C	0,045	0,09
500°C	0,025	0,07
550°C		0,163

der oberflächennahen Mg-Akzeptoren, welche durch Wasserstoff-Rückstände elektrisch passiviert sind, und damit die Erhöhung der Ladungsträgerdichte an der Kontaktgrenzschicht. Diese These wird durch Ergebnisse bei der Aktivierung von p-dotiertem GaN in sauerstoffhaltigen Ambienten gestützt. Ho et al. erklären die Reduktion des Kontaktwiderstandes durch die p-leitenden Eigenschaften des sich bildenden Nickeloxids (NiO) [50]. Die Konzentration der Löchern im NiO wird dabei mit $1,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angegeben und liegt damit etwa 10 bis 100 mal höher als die Ladungsträger des Mg-dotierten GaN [50]. Andere Arbeiten zeigen jedoch, dass man auch für moderate Löcherkonzentrationen des NiO von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sperrfreie Kontakte erreicht, da das NiO zusammen mit dem GaN und Au eine Heterostruktur bildet. Die Eigenschaften des Kontaktes werden im wesentlichen durch die Schichtdicke des NiO bestimmt [51]. Die Untersuchung von Ni/Au-Kontakten (20 nm Ni/200 nm Au), welche vergleichend in Stickstoff- sowie Sauerstoff/Argon-Atmosphäre legiert wurden, ergab gemäß Tabelle 4.3 nur eine Verbesserung des Kontaktwiderstandes um einen Faktor 2-3 für Legiertemperaturen von 450 - 500 °C . Sowohl die relative Verbesserung als auch die absoluten Werte von $2-4 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}^2$ erreichen nicht die Vergleichswerte aus der Literatur.

Palladium-haltige Kontakte

Pd/Au-Kontakte

Neben Ni/Au-Kontakten wurden im Rahmen dieser Arbeit Pd-haltige Kontakte untersucht. Zu der etwas höheren Austrittsarbeit von 5,2 eV besitzt Pd im Vergleich zu Ni eine größere chemischer Inertheit, was für die Langzeitstabilität des Kontaktschemas vorteilhaft ist. Die im folgenden beschriebenen Eigenschaften beziehen sich auf eine Kontaktmetallisierung bestehend aus 20 nm Pd und einem 180 nm dicken Au-Cap. Die epitaktischen Schichten (2 μm undotiertes GaN, 300 nm GaN:Mg) wurden bei 750 °C , 10 min im RTA aktiviert und haben eine typische Ladungsträgerkonzentration von $p = 3 - 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

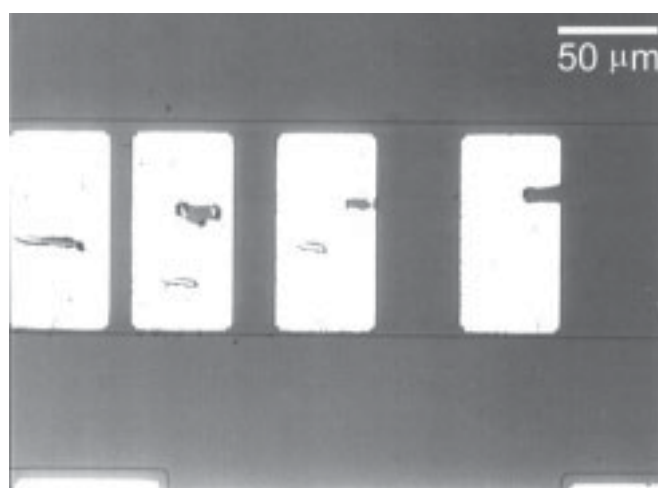


Bild 4.13. Beschädigte Pd/Au-Kontakte (20 nm Pd, 180 nm Au) nach Aufsetzen der Messnadeln.

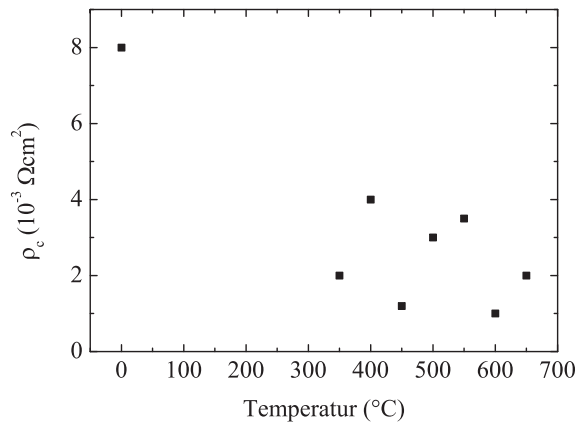


Bild 4.14. Spezifischer Kontaktwiderstand von legierten Pd/Au-Kontakten (20/180 nm) in Abhängigkeit der Temperatur des 10-minütigen Legierschrittes.

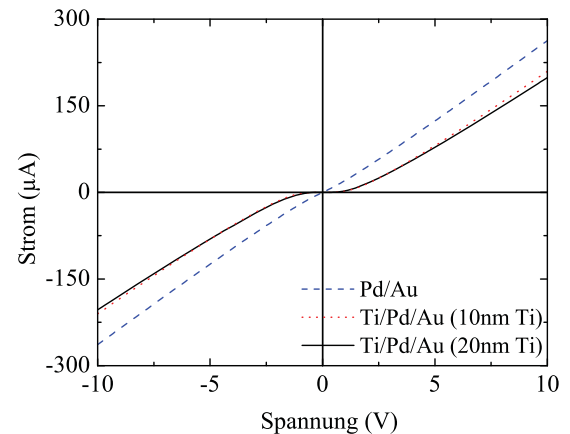


Bild 4.15. Vergleich der Strom-Spannungs-Charakteristik von Ti/Pd/Au- und Pd/Au-Kontakten im unbehandelten Zustand.

bei einer Beweglichkeit von $\mu_p = 8 - 10 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Die Proben wurden vor dem Einbau in die Aufdampfanlage einem HCl-Dip unterzogen. Die hergestellten Kontakte zeigten nur eine geringe Haftung an der Metall-Halbleitergrenzfläche. Wie in Abbildung 4.13 dargestellt, ließ sich die Metallisierung mit der Messnadel durchstechen bzw. vom GaN ablösen. Als Ursache für dieses Haftungsproblem wurden zunächst Flüssigkeitsrückstände unter der Kontaktmetallisierung aufgrund der HCl-Vorbehandlung vermutet. Um diesen Fehler auszuschließen wurden weitere Proben nach dem HCl-Dip für ca. 3 min auf eine Heizplatte gelegt. Obwohl die Pd/Au-Kontakte (20/180 nm) bereits im unbehandelten Zustand ohmsches Verhalten zeigten, wurden sie auch hier von den Messnadeln beschädigt. Da die Beschädigungen erst beim Abheben der Nadeln auftraten, konnten die Kennlinien gemessen und die spezifischen Kontaktwiderstände ermittelt werden. Alle Kontakte zeigten ohmsches Verhalten und hatten spezifische Kontaktwiderstände im Bereich von $1 - 4 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$. Anschließendes 10-minütiges Legieren bei Temperaturen zwischen 350°C und 650°C sollten eine Verbesserung des Kontaktwiderstandes und der Haftungseigenschaften der Kontakte bringen. Abbildung 4.14 zeigt, dass durch den Legierschritt zwar eine Verbesserung des Kontaktwiderstandes um ca. einen Faktor 2 erreicht werden kann, sich im Rahmen der Streuung der Messpunkte jedoch keinerlei Abhängigkeit von der Temperatur des Legierschrittes erkennen lässt. Die Adhäsion der Kontakte auf der GaN-Oberfläche verbesserte sich ebenfalls nur gering, sodass das betrachtete Pd/Au-Schema für Bond- oder Lötverfahren nicht einsetzbar ist. Nichtsdestotrotz zeigen die Pd-haltigen Kontakte im Vergleich zu den oben beschriebenen Ni/Au-Kontakten einen um eine Größenordnung verbesserten Kontaktwiderstand.

Ti/Pd/Au-Kontakte

Es liegt nahe, zur Verbesserung der Haftung von Pd/Au-Kontakten eine dünne Nickel- oder Titan-Schicht von 10-20 nm als Haftvermittler einzusetzen. Dieses Schichtsystem mit

einem Ti-Layer wurde beim ersten europäischen GaN-Laser erfolgreich als p-Kontakt eingesetzt [85, 86]. Zunächst wurde als Haftvermittler eine 10 nm bzw. 20 nm dicke Ti-Schicht unter dem Pd/Au-Kontakt (20 nm/200 nm) aufgebracht. Wie man Abbildung 4.15 entnehmen kann, verliert man beim Übergang von Pd/Au zu Ti/Pd/Au den ohmschen Charakter der IV-Kennlinie im unbehandelten Zustand. Nach 10-minütigem Legieren zeigten beide Ti-haltige Kontakte eine Reduktion der Schottkybarriere auf 0,1-0,2 eV für Temperaturen zwischen 400 °C und 500 °C, ohmsches Verhalten konnte jedoch nicht erreicht werden. Prinzipiell schließt die geringe Schottkybarriere den Einsatz dieser Kontaktlegierung für Bauelemente nicht aus. Die Optimierung der Strom-Spannungs-Charakteristik muss dann jedoch am Bauelement erfolgen. Eine Bestimmung des Kontaktwiderstandes konnte infolge der auftretenden Schottkybarriere nicht erfolgen.

Ni/Pd/Au-Kontakte

Ersetzt man die dünne Titan-Schicht durch Nickel, so verringert man zwar etwas die Haftfähigkeit des Kontaktes, erhält jedoch ohmsches Verhalten nach 10minütigem Legieren der Kontakte. Interessanterweise zeigt der Kontaktwiderstand keine Abhängigkeit von der Legiertemperatur und gleicht damit im Verhalten nicht den reinen Ni/Au sondern den Pd/Au-Kontakten. Die Verschlechterung von ρ_c für Temperaturen größer 550 °C hingegen basiert auf zu Ni/Au identische balling-up-Effekten. Die Werte der gemessenen Kontaktwiderstände liegen, wie Abbildung 4.16 zeigt, im Bereich von $\rho_c = 1 - 4 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ und damit eine Größenordnung über den Pd/Au-Kontakten bzw. im Bereich der Ni/Au-Kontakte.

Temperaturabhängige Betrachtung des Kontaktwiderstandes

Zusammenfassend lässt sich anhand der obigen Ergebnissen sagen, dass, unabhängig von der genauen Schichtzusammensetzung und Legiertemperatur, Ni/Au-Kontakte im Ver-

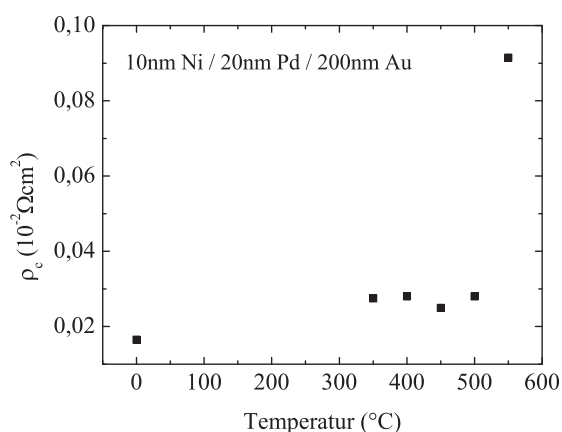


Bild 4.16. Spezifischer Kontaktwiderstand von legierten Ni/Pd/Au-Kontakten (10/20/200 nm).

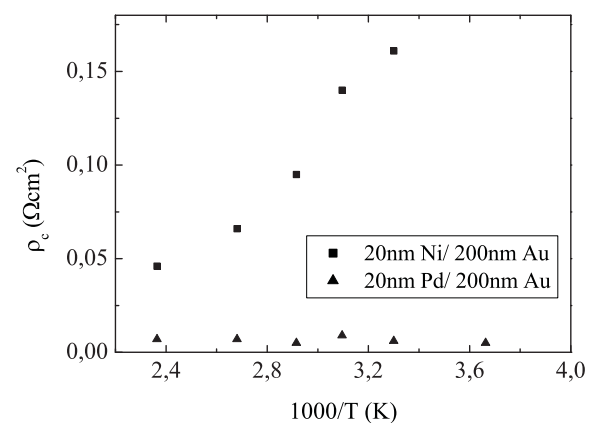


Bild 4.17. Spezifischer Kontaktwiderstand von Ni/Au- und Pd/Au-Kontakten als Funktion der Temperatur.

gleich zu den Pd/Au-Kontakten einen um etwa eine Größenordnung höheren Kontaktwiderstand aufweisen. Nimmt man die Ergebnisse der Ni/Pd/Au-Kontakte hinzu, scheint dabei der Materialtyp unmittelbar am Metall-Halbleiter-Übergang entscheidend zu sein. Um etwaige Rückschlüsse auf den Stromtransportmechanismus ziehen zu können, wurde die oben beschriebenen Ni/Au und Pd/Au-Kontakte temperaturabhängig vermessen und der zugehörige Kontaktwiderstand bestimmt. Die erhaltenen Werte sind in Abbildung 4.17 über der reziproken Temperatur aufgetragen. Der gemessene Kontaktwiderstand der Pd/Au-Kontakte ist temperaturunabhängig, während für die Ni/Au-Metallisierung der Kontaktwiderstand bei 150 °C auf ein Viertel seines Raumtemperatur-Wertes reduziert hat. Gemäß der in Kapitel 4.3.2 beschriebenen Temperaturabhängigkeiten kann vermutet werden, dass für die Pd/Au-Kontakte Feldemission vorliegt, während man sich bei den Ni/Au-Kontakten im Bereich der thermischen Feldemission bewegt.

4.3.4 Kontakte auf n-GaN

Um einen sperrfreien Kontakt auf n-dotiertem GaN zu realisieren, eignen sich gemäß obiger Beschreibung Metalle mit $\phi_M \leq 4,1$ eV. Unter den in Tabelle 4.1 aufgeführten Materialien, stellen Al und Ti damit die beste Wahl dar. Da die Austrittsarbeit von Ti bzw. Al über der Elektronenaffinität von GaN liegt, ist zunächst jedoch kein ideales ohmsches Verhalten zu erwarten. Um einen ohmschen Kontakt zu erreichen ist in der Regel ein Legierschritt nötig. Bei sehr hohen Temperaturen ($T > 750$ °C) kommt es zur Bildung einer TiN-Verbindung. Der aus dem Halbleiter entweichende Stickstoff hinterlässt Fehlstellen im Kristall, welche zu einer hohen Donorkonzentration an der Halbleiteroberfläche führen und damit die zu durchtunnelnde Barriere reduzieren. Aufgrund der hohen Temperaturen findet jedoch gleichzeitig eine Rückdiffusion des Au in die Kontaktgrenzfläche statt. Die sich bildenden Au-Inseln stellen lokale Schottky-Übergänge dar und erhöhen den Kontaktwiderstand. Die Rückdiffusion des Goldes lässt sich durch Einbringen einer Aluminium-Barriere verhindern. Bei hohen Legiertemperaturen bildet sich eine stabile TiAl-Zwischenschicht aus, welche die Rückdiffusion des Goldes zur Kontaktgrenzschicht blockt [87]. Die n-Kontaktherstellung mittels Hochtemperatur-Legierschritten ist für GaN-basierende FETs oder Sensoren unkritisch, bei Betrachtung der LED-Prozessierung stellt sie jedoch ein wesentliches Problem dar. Der semitransparente p-Kontakt ist nicht stabil gegenüber Temperaturen jenseits von 600 °C. Zieht man prozesstechnisch die Metallisierung des n-Kontaktes vor, so führen die hohen Legiertemperaturen zu Bildung von Stickstofffehlstellen im p-GaN und damit zu einer drastischen Verschlechterung des p-Kontaktwiderstandes. Bei der Evaluierung der n-Kontakte war daher die technologische Kompatibilität zum gesamten Prozessablauf ein wesentlicher Punkt. Es wurden Technologieparameter gesucht, welche eine hinreichende n-Kontaktqualität im kalten, d.h. nicht legierten Zustand bzw. für Legiertemperaturen kleiner 600 °C liefern. Die hergestellten Ti/Au-Kontakte besitzen typischerweise eine Ti-Schichtdicke von 20-40 nm und eine Au-Verstärkung von ca. 200 nm. Der Dotierlevel der verwendeten n-GaN-Proben beträgt etwa $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bei Variation der Legiertemperatur ergab sich für einen 10-minütigen Legierschritt bei 550 °C eine Verbesserung des spezifischen Kontaktwiderstandes um den

Faktor 4 (ohne Abbildung). Der beste gemessene Wert liegt bei $9 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$. Vergleicht man diesen Wert mit der Literatur, so ist er eine Größenordnung schlechter als die von Luther et al. mit Ti/Al-Kontakten erreichten spezifischen Kontaktwiderstände [88]. Geringere Kontaktwiderstände auf n-GaN werden in der Literatur mit Ti/Al/Ti/Au- bzw. Ti/Au/Pd/Au-Metallisierungen erreicht. Hier berichten Wang et al. bzw. Lu et al. von gemessenen Werten zwischen $10^{-6} - 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ [87, 89]. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass trotz Ausbildung einer hochdotierten Grenzfläche infolge von Stickstofffehlstellen, die Kontaktwiderstände stark dotierlevelabhängig sind. So wurden die Spitzenwerte von $10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ für Dotierkonzentrationen von $1 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ realisiert [87, 89]. Für die Realisierung von LED-Bauelementen sind diese Werte nur bedingt relevant, da solch hohen n-Dotierkonzentrationen in der Regel zu gestörtem Wachstum des folgenden p-GaN-Schichten führen. Der oben erhaltene Kontaktwiderstand ist somit unter den gegebenen Randbedingungen als sehr gut einzustufen. Aluminium-haltigen Kontakte konnten im Rahmen dieser Arbeit infolge von anlagentechnischen Beschränkungen nicht untersucht werden.

4.4 Messtechnik

Zur elektrischen und optischen Charakterisierung der LEDs wird sowohl die Spannung U als auch die optische Ausgangsleistung P_{opt} der Bauelemente in Abhängigkeit des eingepprägten Stroms I gemessen. Abbildung 4.18 zeigt den dazu angefertigten Versuchsaufbau. Das Waferstück mit den zu messenden Dioden wird auf einen Probenhalter befestigt und mit zwei Nadeln ankontaktiert. Zur Messung lässt sich die Ulbrichtkugel über die Probe schieben, wobei die Lage der LED mit Hilfe des Höhen- und Verschiebetisches auf die Mitte der Öffnung ausgerichtet wird. Bei der Ulbrichtkugel handelt es sich um eine diffus reflektierend beschichtete Hohlkugel mit ca. 10 cm Durchmesser. Durch Mehrfachreflexio-

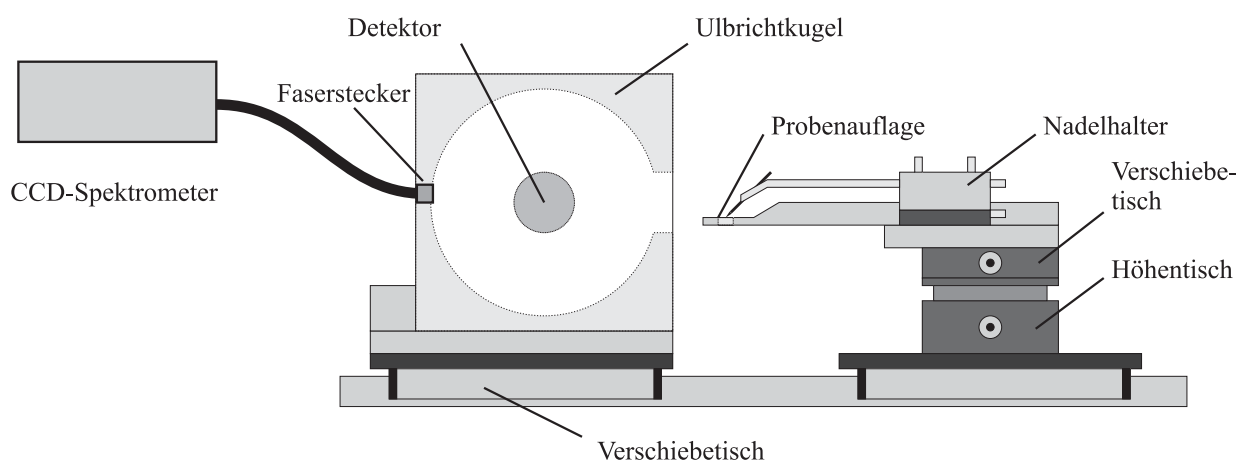


Bild 4.18. Messaufbau zur parallelen Erfassung von Strom, Spannung, Ausgangsleistung und spektraler Emissionscharakteristik.

nen erhält man auf der Innenwand eine gleichmäßige Beleuchtungsstärke, die über einen Detektor in einen Strom gewandelt wird. Über einen kalibrierten Messverstärker (*optical power meter*, OPM) bestimmt man die optische Leistung der LED. Um zuverlässige und untereinander vergleichbare Messungen zu erhalten, ist es wichtig, die Lage des Messobjektes in der Kugel konstant zu halten. Die erreichbare absolute Genauigkeit der gemessenen Lichtleistungswerte liegt beim vorliegenden System bei etwa 5%. Die Messwerte wurden durch Vergleichsmessungen mit einem anderen Ulbrichtkugel/Detektor-System verifiziert. Die spektrale Information erhält man mittels eines CCD-Spektrometers, welches entweder über einen Lichtwellenleiter oder direkt an einen der Ausgänge der Integrationskugel angeschlossen werden kann. Für die Leuchtdiode steht eine regelbare Strom-Spannungsquelle zur Verfügung, die zusammen mit dem OPM über einen GPIB-Bus mit dem PC verbunden sind und von einem LabVIEW-Programm gesteuert werden.

Kapitel 5

Leuchtdioden

Im vorliegenden Kapitel werden die Eigenschaften der hergestellten AlGaInN-LEDs erläutert und verglichen. Zunächst soll kurz auf die Theorie des idealen pn-Überganges eingegangen werden, auf welche aufbauend ein erweitertes Modell zur Beschreibung der realen Bauelemente vorgestellt wird. Die Betrachtung des Einflusses der vertikalen Schichtstruktur auf das Bauelementverhalten beginnt mit einer homotypen pn-Struktur und umfasst im weiteren Doppelheterostrukturen und verschiedene Vielfach-Quantentrog-Strukturen. Die Charakterisierung der einzelnen Bauelemente erfolgt anhand von Strom-Spannungs-Charakteristik, spektraler Emission und Ausgangsleistungsverhalten. Da die charakteristischen Größen der LED nicht allein eine Funktion des vertikalen Schichtaufbaus und der epitaktischen Materialqualität darstellen, wird in Kapitel 5.3 der Einfluss der lateralen Stromverteilung im Bauelement auf IU-Charakteristik, Auskoppelleffizienz und Lebensdauer diskutiert. Abschließend werden das Verbesserungspotenzial der LEDs in puncto Ausgangsleistung und Wirkungsgrad durch geeignete Montage aufgezeigt, sowie ortsaufgelöste Elektrolumineszenzuntersuchungen diskutiert.

5.1 Elektro-optische Eigenschaften von Leuchtdioden

5.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik des pn-Überganges

Die Theorie des idealen pn-Überganges wurde 1949 von Shockley entwickelt und basiert auf den Annahmen eines abrupten Dotierprofils, Ladungsneutralität der Gebiete außerhalb des pn-Überganges, Gültigkeit der Boltzmann-Näherung in der Raumladungszone und vernachlässigbare Generation bzw. Rekombination in der Raumladungszone. Bringt man einen n- und einen p-dotierten Halbleiter zusammen, so gleichen sich im thermischen Gleichgewicht die Ferminiveaus der beiden Halbleiter an. Durch die unterschiedliche Konzentration von Elektronen und Löchern kommt es zu Diffusionsströmen von Elektronen ins p-Gebiet und von Löchern ins n-Gebiet. Gleichzeitig wird durch die verbleibenden ionisierten Donator- und Akzeptorrümpfe ein elektrisches Feld aufgebaut, welches dem Diffusionsstrom entgegenwirkt. Der daraus resultierende Bandverlauf ist in Abbildung 5.1(a) dargestellt. Die Weite w_{RLZ} der Raumladungszone, welche durch die Donator- und Akzeptorrümpfe gebildet wird, lässt sich berechnen durch

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r (N_A + N_D)}{q N_A \cdot N_D}} \cdot U_D \quad , \quad (5.1)$$

wobei $\epsilon_0\epsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters, N_A die Akzeptorkonzentration, N_D die Donatorkonzentration und U_D die Diffusionsspannung darstellen. Wird nun eine

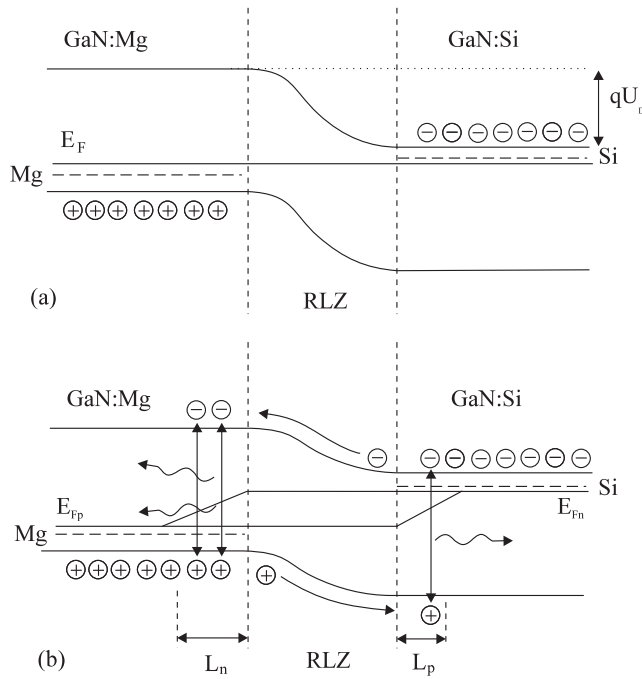


Bild 5.1. Bandstruktur eines pn-Übergangs (a) im thermischen Gleichgewicht und (b) bei angelegter Spannung in Vorwärtsrichtung.

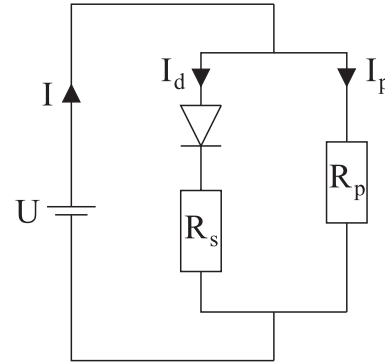


Bild 5.2. Ersatzschaltbild einer realen GaN-Leuchtdiode. Der pn-Übergang wird als ideal angenommen. Ohmsche Kontaktwiderstände sowie Beiträge aus den Bahngebieten werden durch den Serienwiderstand R_s erfasst, während chiptechnologische oder kristalline Defekte durch einen Parallelwiderstand R_p repräsentiert werden.

Spannung in Flussrichtung an den pn-Übergang angelegt (Abbildung 5.1(b)), so werden Elektronen in das p-Gebiet und Löcher in das n-Gebiet injiziert. In diesen Gebieten stellen die injizierten freien Ladungsträger Minoritäten dar. Bestehen keine nichtstrahlenden Übergänge, rekombinieren sie innerhalb der Minoritätsladungsträgerdiffusionslänge mit den Majoritäten unter Abgabe eines Photons. Die Minoritätsladungsträgerdiffusionslängen L_n, L_p sind gegeben durch

$$L_n = \sqrt{\tau_n \mu_n \frac{k_B T}{q}} \quad \text{bzw.} \quad L_p = \sqrt{\tau_p \mu_p \frac{k_B T}{q}} \quad . \quad (5.2)$$

Hierbei sind μ_n, μ_p die Beweglichkeiten und τ_n, τ_p die Lebensdauer der Elektronen, respektive Löcher. Da beide Ladungsträgertypen zum Strom über den pn-Übergang beitragen, erhält man mit der stromdurchflossenen Fläche A und der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i für den resultierenden Diffusionsstrom des idealen pn-Überganges

$$I_{ideal} = Ak_B T n_i^2 \left(\frac{\mu_n}{L_n N_A} + \frac{\mu_p}{L_p N_D} \right) \cdot \left(\exp \left(\frac{qU}{k_B T} \right) - 1 \right) = I_0 \left(\exp \left(\frac{qU}{k_B T} \right) - 1 \right) \quad . \quad (5.3)$$

Nichtstrahlender Rekombinationsbeitrag

Bei der Herleitung von Formel 5.3 wurde davon ausgegangen, dass in der Raumladungszone keine Generation beziehungsweise Rekombination stattfindet. Bei einem realen pn-Übergang können tiefe Störstellen wie zum Beispiel Kristalldefekte oder Verunreinigungen

in der Raumladungszone als Rekombinationszentren agieren. Die Rekombination kann dabei entweder nichtstrahlend über Phononenprozesse stattfinden oder strahlend. Die zugehörigen Photonenenergien sind dann viel geringer als die Grundemissionswellenlänge des pn-Überganges. Die in der Regel dominierende nichtstrahlende Rekombinationsrate ist gegeben durch

$$R_t = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (N_A N_D - n_i^2)}{\sigma_n (N_D + N_t \exp \frac{E_t - E_F}{k_B T}) + \sigma_p (N_A + N_t \exp \frac{E_t - E_F}{k_B T})} \quad (5.4)$$

mit den Ladungsträgereinfangsquerschnitten σ_n, σ_p , den thermischen Ladungsträgergeschwindigkeit v_{th} , der Störstellendichte N_t und dem Störstellenniveau bzw. Fermienergie E_t, E_F . Die Rekombination wird maximal, wenn sich das Trapniveau in der Mitte der Bandlücke befindet. Da bei jedem Rekombinationsprozess ein Elektron-Loch-Paar vernichtet wird, wird der Gesamtstrom um den Rekombinationsstrom

$$I_{rekomb} \approx qAw \left(\frac{N_t}{2\tau} \right) \exp \left(\frac{qU}{2k_B T} \right) = I_{rekomb,0} \exp \left(\frac{qU}{2k_B T} \right) \quad (5.5)$$

erhöht, wobei τ die Ladungsträgerlebensdauer repräsentiert. Unter Berücksichtigung der Rekombination in der Raumladungszone wird der Gesamtstrom durch den pn-Übergang also gegeben durch die Summe aus Diffusions- und Rekombinationsstrom:

$$I_d \approx I_0 \left(\exp \left(\frac{qU}{k_B T} \right) - 1 \right) + I_{rekomb,0} \exp \left(\frac{qU}{2k_B T} \right) \quad (5.6)$$

Für höhere Ströme dominiert typischerweise der Diffusionsstrom, da die Störstellenrekombination sättigt ($I_0 \exp(\frac{qU}{k_B T}) \gg I_{rekomb,0} \exp(\frac{qU}{2k_B T})$). Somit kann der Diodenstrom durch

$$I_d \approx I_0 \exp \left(\frac{qU}{k_B T} \right) \quad (5.7)$$

genähert werden. Für niedrige Ströme bestimmt hingegen der Rekombinationsterm das Gesamtstromverhalten, sodass sich dieses durch

$$I_d \approx I_{rekomb,0} \exp \left(\frac{qU}{2k_B T} \right) \quad (5.8)$$

approximieren lässt. In der Praxis wird Gleichung 5.6 vereinfachend durch

$$I_d = I_0 \left(\exp \left(\frac{qU}{mk_B T} \right) - 1 \right) \quad (5.9)$$

genähert, wobei m der sogenannte Idealitätsfaktor ist. Dieser variiert zwischen $m = 1$ für diffusionsstrombestimmte und $m = 2$ für rekombinationsstromdominierte Bereiche.

5.1.2 Strom-Spannungs-Charakteristik von realen GaN-LEDs

Zum Vergleich verschiedener LED-Strukturen werden die charakteristischen Größen Idealität m , Serienwiderstand R_s und der Sättigungsstrom I_0 herangezogen. Diese müssen aus

der gemessenen Kennlinie des realen Bauelementes extrahiert werden. Das im Rahmen der Arbeit gemessene Kennlinienverhalten der hergestellten GaN-LEDs wich deutlich von der Theorie des idealen pn-Übergangs ab. Zumeist zeigte es einen signifikanten Anstieg des Sperrstromes mit zunehmender Spannung in Rückwärtsrichtung. Desweiteren knickte die Kennlinie mit steigendem Strom infolge eines Serienwiderstandes ab. Aus diesem Grunde wurde das in Abbildung 5.2 gezeigte Ersatzschaltbild zur Beschreibung des realen Bauelementverhaltens herangezogen. Der eigentliche pn-Übergang wird darin als ideal angenommen. Die geringe Leitfähigkeit des p-GaN bzw. der p-dotierten AlGaN-Barriere, der Querleitungswiderstand im n-dotierten Bahngebiet sowie ohmsche Kontaktwiderstände werden durch den eingeführten Serienwiderstand R_s erfasst. Der beobachtete Leckstrom in Sperrrichtung tritt infolge chiptechnologischer oder kristalliner Defekte auf und lässt sich mittels eines Parallelwiderstandes beschreiben. Der parasitäre Strom über den Parallelwiderstand dominiert bei kleinen Spannungen in Flussrichtung den Gesamtstrom des realen Bauelementes. Bei höheren Spannungen wird der Einfluss der Parasitität vernachlässigbar klein und der fließende Strom wird durch die ideale Diode mit Idealität m und Serienwiderstand R_s bestimmt.

Extraktion von Serienwiderstand R_s , Parallelwiderstand R_p und Idealität m

Wird der Serienwiderstand der Bahngebiete berücksichtigt, so verringert sich die am (als ideal angenommenen) pn-Übergang anliegende Spannung U zu $U - I_d R_s$. Unter der Annahme, dass die parasitären Widerstände unabhängig von der angelegten Spannung sind, erhält man für den Gesamtstrom

$$I = I_d + I_p = I_0 \left(\exp \left(\frac{q}{mkT} (U - I_d R_s) \right) - 1 \right) + \frac{U}{R_p} \quad . \quad (5.10)$$

Für große negative Spannungen $|-U| \gg \frac{k_B T}{q}$ dominiert der Strom über den Parallelwiderstand die Kennlinie. Aus Gleichung 5.10 erhält man in diesem Bereich den differentiellen Leitwert, welcher der Steigung der IU-Kennlinie entspricht

$$G_{sperr} = \frac{dI}{dU} = G_p = \frac{1}{R_p} \quad . \quad (5.11)$$

Durch Anpassen des linearen Teils der Kennlinie in Rückwärtsrichtung kann also der Parallelwiderstand bestimmt werden. Der gemessene Strom I wird nun um den Parallelstrom $I_p = U/R_p$ korrigiert, wodurch sich für den Strom durch den pn-Übergang

$$I_d = I - \frac{U}{R_p} \quad (5.12)$$

ergibt. Für $qU \gg k_B T$ kann man Gleichung 5.9 vereinfachen und umformen zu

$$U = \frac{mkT}{q} \ln \frac{I_d}{I_0} + I_d R_s \quad . \quad (5.13)$$

Die nichtlineare Anpassung der Messkurve mittels dieser Gleichung liefert die Parameter R_s , m und I_0 .

Tab. 5.1. Idealitätsfaktor und IUP-Proportionalitäten für verschiedene Strommechanismen.

Mechanismus	I(U)	L(I)
Tunneln	negativer differentieller Widerstand	
Rekombinationsstrom	$I \propto \exp\left\{\frac{qU}{m_1 k_B T}\right\}, m_1 \rightarrow 2$	$L \propto I^{m_{opt,1}}, m_{opt,1} \rightarrow 2$
Diffusionsstrom	$I \propto \exp\left\{\frac{qU}{m_2 k_B T}\right\}, m_2 \rightarrow 1$	$L \propto I^{m_{opt,2}}, m_{opt,2} \rightarrow 1$
Dom. Serienwiderstand	$\Delta I \propto U R_s$	Thermisches Überrollen

5.1.3 Ausgangsleistungs-Charakteristik

Da die Rekombination über Störstellen meist nichtstrahlend erfolgt, tragen im wesentlichen nur Ladungsträger des Diffusionsstromes zur Lichtemission bei. Damit ist die optische Ausgangsleistung proportional zum Diffusionsstrom der LED. Für höhere Ströme bzw. Bauelemente, bei denen der Diffusionsstromanteil dominiert, gilt nach [90]

$$P_{opt} = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{qU}{k_B T}\right) \propto I \quad . \quad (5.14)$$

Analog erhält man für Bereiche, in denen der Rekombinationsstrom eine Rolle spielt, nach Gleichung 5.8

$$P_{opt} \propto \left[\exp\left(\frac{qU}{2k_B T}\right)\right]^2 \propto I^2 \quad . \quad (5.15)$$

Für effiziente Bauelemente, bei denen die Lichtemission auf strahlender Bandkantenrekombination beruht, ist also eine lineare Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Strom zu erwarten. Proportionalitäten zwischen $P_{opt} \propto I^1$ und $P_{opt} \propto I^2$ erhält man bei auftretenden nichtstrahlenden Rekombinationseffekten. Proportionalitäten $m_{opt} < 1$ können infolge thermischer Effekte und der damit verbundenen verringerten internen Quanteneffizienz auftreten. Eine Übersicht der Proportionalitäten von Strom-Spannungs- bzw. Ausgangsleistung-Strom-Charakteristik ist für die verschiedenen Strombereiche in Tabelle 5.1 nochmals dargestellt.

5.1.4 Wirkungsgrad

Interner Quantenwirkungsgrad

Der interne Quantenwirkungsgrad gibt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein in die aktive Zone injiziertes Elektron ein Photon generiert. Er wird nach [90] bestimmt vom Verhältnis der strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsraten bzw. Ladungsträgerlebensdauern τ_r, τ_{nr}

$$\eta_{int} = \frac{1}{1 + \tau_r / \tau_{nr}} \quad . \quad (5.16)$$

Auskoppelwirkungsgrad

Der Auskoppelwirkungsgrad $\eta_{extract}$ berücksichtigt, dass nur ein Bruchteil der emittierten Photonen die LED verlassen können. Er wird durch die Geometrie, Absorption und Re-emission, Fresnel-Reflektionen, Transmissionskoeffizienten sowie durch Interferenzeffekte beeinflusst. Die Auskoppel-effizienz kann durch Modifikation der Geometrie des Bauelements erhöht werden. Die analytische Beschreibung ist bereits in einfachen Fällen komplex, sodass für kompliziertere Strukturen auf Simulation der Strahlausbreitung (*ray tracing*) zurückgegriffen werden muss [91].

Externer Quantenwirkungsgrad

Das Verhältnis der optischer Ausgangsleistung P_{opt} zum Betriebsstrom I wird als externer Quantenwirkungsgrad bezeichnet

$$\eta_{ext} = \frac{P_{opt}/(\hbar\omega)}{I/q}, \quad (5.17)$$

wobei $\hbar\omega$ die über das Spektrum gemittelte Photonenenergie ist. I hängt über die aktive Fläche des Quantentopfs mit der Stromdichte j zusammen.

Konversionswirkungsgrad

Werden Leuchtdioden hoher Helligkeit für Beleuchtungsapplikationen eingesetzt, so ist die Effizienz der Konversion von elektrischer zu optischer Leistung (*wallplug efficiency*) eine weitere wichtige Kenngröße. Die Konversionseffizienz ist als

$$\eta = \frac{P_{opt}}{UI} \quad (5.18)$$

definiert.

5.2 Einfluss der vertikalen Schichtstruktur

5.2.1 Elektrische und optische Eigenschaften homotyper GaN-LEDs

Die einfachste bipolare Bauelementstruktur bildet ein homotyper pn-Übergang. Gemäß Abbildung 5.3 besteht die untersuchte Schichtfolge aus einer ca. 20 nm dicken GaN-Nukleationsschicht und 2 μm dickem undotierten GaN. Darauf befindet sich eine 500 nm dicke Si-dotierte GaN-Schicht mit einer Ladungsträgerkonzentration von $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sowie eine 300 nm dicke Mg-dotierte GaN-Schicht. Die nach thermischem Aktivieren gemessene Ladungsträgerkonzentration des GaN:Mg betrug $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Strukturierung der LED erfolgte mit den in Abschnitt 4.1 dargestellten Verfahren. Abbildung 5.3

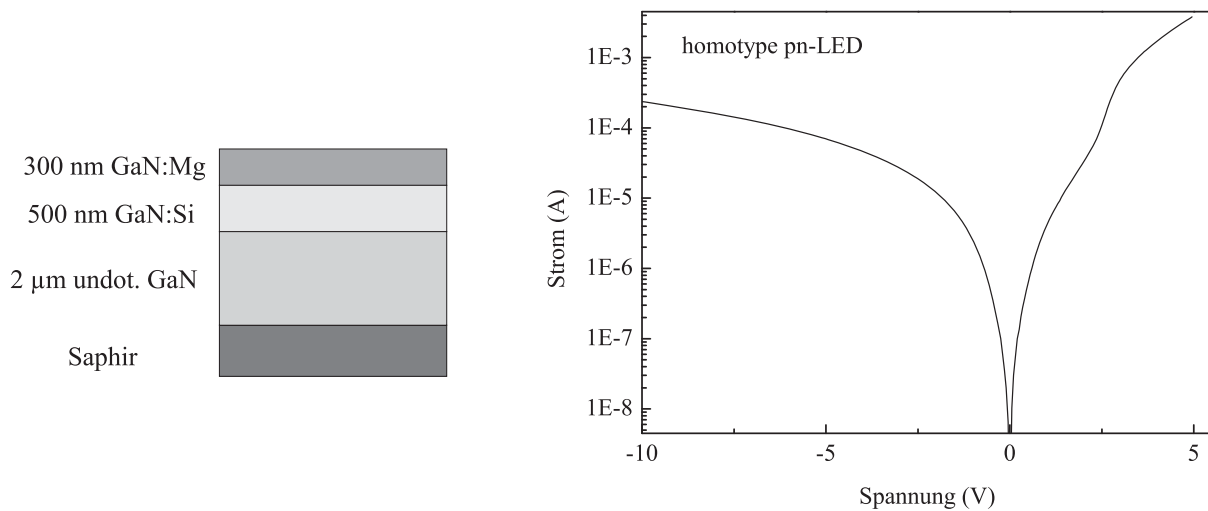


Bild 5.3. Schichtaufbau der hergestellten homotypen pn-LED sowie die zugehörige IU-Charakteristik.

zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik einer solchen homotypen pn-LED in zirkularer Geometrie. Das Kennlinienverhalten in Vorwärtsrichtung unterhalb der Schwellspannung wird durch einen parallelen Strompfad bestimmt, welcher sich im vergleichsweise hohen Rückwärtsstrom von $220 \mu\text{A}$ bei $U = -10 \text{ V}$ widerfindet. Dieser hohe Leckstrom deutet auf eine große Dichte struktureller Defekte hin, welche in der Regel als nichtstrahlende Störstellen agieren. Eine Anpassung der IU-Kennlinie mittels des in Kapitel 5.1.2 vorgestellten Verfahrens liefert als Werte für Sperrstrom, Idealitätsfaktor und Serienwiderstand $I_0 = 3,0 \cdot 10^{-6} \text{ A}$, $m = 22$ und $R_S = 261 \Omega$. Der Idealitätsfaktor von $m = 22$ liegt deutlich über den aus der Theorie des pn-Übergangs erwarteten Werten von 1 bis 2. Gemäß [92] lässt sich dies durch einen erhöhten Tunnelstrombeitrag interpretieren. Die Elektrolumineszenzspektren der homotypen pn-LED bei verschiedenen Anregungsströmen sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Das Emissionsverhalten wird im wesentlichen durch Lumineszenzübergänge im GaN:Mg bestimmt, da wegen ihrer ca. 20-fach höheren Beweglichkeit bevorzugt Elektronen in das p-Gebiet der LED eindringen und dort strahlend rekombinieren. Die EL-Spektren offenbaren deutlich die Unzulänglichkeiten einer einfachen pn-Struktur. Bei Anregungsströmen kleiner 20 mA dominiert ein breites Lumineszenzband mit Peak-Emissionswellenlängen zwischen $440 \text{ nm} - 460 \text{ nm}$, das wie bereits in Kapitel 3.2.3 diskutiert, einem DAP-Übergang zugeordnet werden kann. Bei höheren Stromdichten entsteht ein zweiter Übergang mit einem Emissionsmaximum bei etwa 380 nm , welcher entweder durch (e,Mg)- oder (D,Mg)-Rekombination verursacht wird. Dieses Verhalten ist in guter Übereinstimmung mit den von Nakamura et al. gemachten Beobachtungen an pn-LEDs [6]. Das Wechselspiel der zwei auftretenden Lumineszenzübergänge sorgt zum einen für eine hohe spektrale Halbwertsbreite von 87 nm und damit einer ungenügenden Farbsättigung des emittierten Lichts (bläulich-weißer Farbeindruck). Zum anderen ergibt sich trotz der stark abfallenden Augenempfindlichkeit im Bereich von 400 nm eine geringe

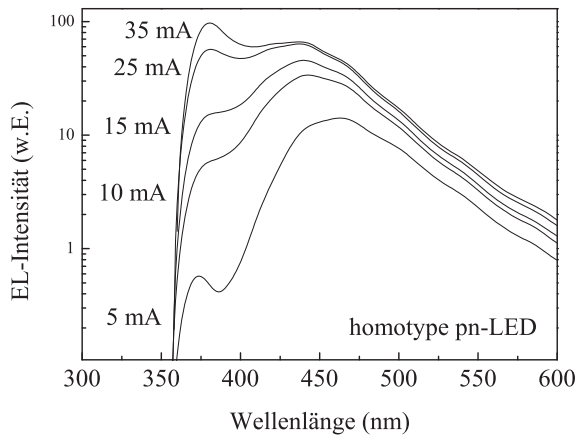


Bild 5.4. Raumtemperatur-Elektrolumineszenzspektren einer homotypen GaN-pn LED bei verschiedenen Anstroms. Die hohe spektrale Halbwertsbreite sowie die Stromabhängigkeit der Peakwellenlänge sorgen für geringe Farbsättigung und Farbkonzanz der pn-LED.

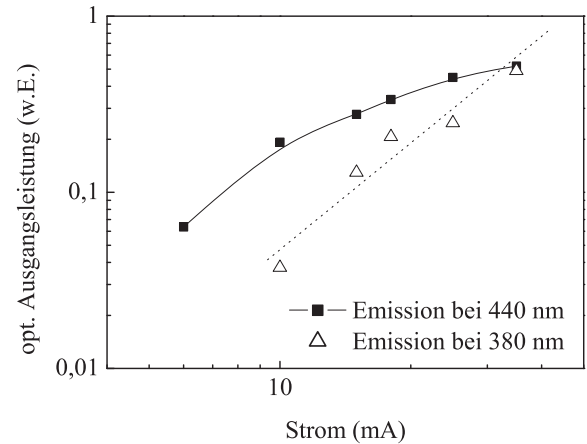


Bild 5.5. Integrale EL-Intensität der beiden Emissionsübergänge bei 380 nm und 440 nm nach Entfaltung der EL-Spektren. Die eingezeichnete Linie repräsentiert eine Steigung von $m = 2$.

Farbkonzanz in Abhängigkeit des Diodenstromes. Entfaltet man die beiden Peaks der Emissionsspektren aus Abbildung 5.4 und trägt die integrale Intensität über dem Diodenstrom auf, so ergibt sich der in Abbildung 5.5 dargestellte Verlauf. Es lässt sich ein Sättigungsverhalten des Übergangs bei 440 nm für Ströme größer 20 mA erkennen. Gestrichelt eingezeichnet ist der Kurvenverlauf mit einer Steigung von $m_{opt} = 2$, den man nach Gleichung 5.15 für Rekombination unter Einbezug von Störstellen erwartet. Im Gegensatz zum elektrischen Kennlinienverhalten, bei welchem der Wert des Idealitätsfaktors zu $m = 22$ bestimmt wurde, liegen die IP-Kurven beider Übergänge nahe am theoretisch erwarteten Verlauf von $m_{opt} = 2$. Dies ist dadurch zu erklären, dass für den Idealitätsfaktor der IP-Charakteristik lediglich das Verhältnis von strahlender ($m_{opt} = 1$) zu und nichtstrahlender ($m_{opt} = 2$) Rekombination einght. Der elektrische Kennlinienverlauf des realen Bauelementes hingegen kann durch Effekte wie etwa Potentialbarrieren an den Kontakten beeinflusst werden, welche durch das vorgestellte Modell des pn-Übergangs nicht mehr erfasst werden. Die gemessene Ausgangsleistung der hergestellten GaN-pn-LEDs bewegte sich in der Größenordnung weniger Mikrowatt und ist damit für kommerzielle optoelektronische Bauelemente nicht ausreichend.

5.2.2 Elektrische und optische Eigenschaften von AlInGaN-Heterostruktur-LEDs

Wie der vorausgehende Abschnitt zeigt, ist es prinzipiell möglich, blau emittierende Leuchtdioden mittels eines einfachen GaN-pn-Übergangs zu realisieren. Zur Herstellung von Bauelementen mit hohem Wirkungsgrad und Farbreinheit ist jedoch der Schritt zu komplexeren Heterostrukturen notwendig. Die Heterostruktur wird im AlInGaN-System typischerweise durch eine InGaN-Schicht gebildet, welche in einen GaN-pn-Übergang eingebettet ist. Dadurch ergeben sich folgende Vorteile:

- Der höhere Bandabstand der Bahngebiete führt zu einem effizienten Ladungsträgerereinschluss in der aktiven Schicht, wodurch die Wahrscheinlichkeit strahlender Rekombination steigt.
- Infolge des Ladungsträgerereinschlusses findet nahezu die gesamte Rekombination in der aktiven Schicht statt. Durch Bandlückenvariation des Materials in der aktiven Zone kann somit die Emissionswellenlänge der Leuchtdiode eingestellt werden. Im Falle von InGaN ist eine Verschiebung der Emission vom nahen Ultravioletten bis in den roten Spektralbereich möglich [1].
- Wegen der geringeren Bandlücke der aktiven Schicht sind die umgebenden Bahngebiete transparent für das emittierte Licht. Die Absorptionsverluste im Bauelement reduzieren sich damit.

Abhängig von der Dicke der aktiven InGaN-Schicht lassen sich formal zwei Typen von LED-Strukturen unterscheiden:

- Doppelheterostruktur-LED (DH-LED), bei welcher der Rekombinationsbereich aus einer dicken, teilweise relaxierten, InGaN-Schicht gebildet wird.
- Quantentrog-LED, welche eine Unterklasse der DH-Struktur darstellt. Die InGaN-Schichtdicke beträgt in diesem Fall jedoch nur wenige Nanometer, sodass sich die eingefangenen Ladungsträger nur in der Schichtebene des Quantentrog frei bewegen können und es zu Quantisierungseffekten kommt. Die in Kapitel 3.3 beschriebene Ausbildung von In-Kompositionsfluktuationen und die damit verbundene Ladungsträgerlokalisierung in der Quantentrogenebene führt zu einer zusätzlichen Steigerung der Rekombinationseffizienz. Abhängig von der Zahl der Quantenfilme unterscheidet man zwischen Einzel-Quantentrog- (*single quantum well, SQW*) bzw. Mehrfach-Quantentrog-LEDs (*multi quantum well, MQW*).

Beide Strukturtypen wurden realisiert und sollen im folgenden beschrieben werden.

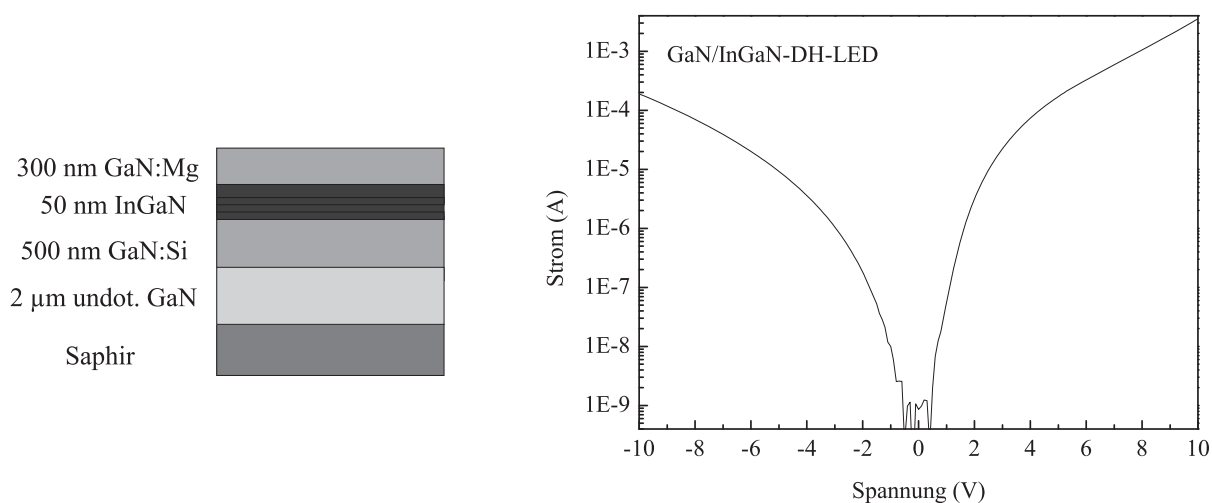


Bild 5.6. Schichtaufbau der InGaN-DH-LED und ihre zugehörige IU-Charakteristik. Der hohe Sperrstrom weist auf einen parallelen Strompfad zum pn-Übergang hin, welcher durch beim Wachstum der InGaN-Schicht entstehende strukturelle Defizite erklärt wird.

InGaN-Doppelheterostruktur-LED

Der strukturelle Aufbau der InGaN-DH-LED entspricht dem der in Kapitel 5.2.1 vorgestellten homotypen pn-LED. Zusätzlich wird zwischen das n- und p-dotierte GaN eine 50 nm dicke, nominell undotierte InGaN-Schicht eingebracht. Die zugehörige IU-Charakteristik der InGaN-DH-LED ist Abbildung 5.6 zu entnehmen. Die Anpassung der Kennlinie ergibt für den Serienwiderstand, Idealitätsfaktor und Sperrstrom Werte von $R_S = 374 \Omega$, $m = 51$ und $I_0 = 2,8 \cdot 10^{-7} \text{ A}$. Der im Vergleich zum homotypen pn-Übergang gestiegene Serienwiderstand kann auf einen zusätzlichen Spannungsabfall an der 50 nm dicken undotierten InGaN-Schicht zurückgeführt werden. Dafür spricht auch der sehr viel größere Idealitätsfaktor, welcher als erhöhter Tunnelbeitrag im Stromtransport betrachtet werden kann. Trotz des gestiegenen Serienwiderstandes beobachtet man einen Leckstrom von $190 \mu\text{A}$ bei -10 V , was auf eine gleichzeitig verminderte Qualität des pn-Übergangs hindeutet. Die relativ niedrigen Wachstumstemperaturen von InGaN haben eine geringere kristalline Schichtqualität zur Folge (vgl. Kapitel 3.3). Wie in [37] näher erläutert ist, wird beim Wachstum von dicken InGaN-Schichten sogar die Ausbildung von metallischen Indiumtröpfchen an der Oberfläche beobachtet. Solche strukturellen Defizite führen über die Ausbildung von Versetzungen hinaus zu stark gestörten Grenzflächen der einzelnen Schichten, sodass parasitäre Strompfade parallel zum pn-Übergang existieren. Dabei lässt sich der Leckstrom im vorliegenden Fall nicht durch einen einfachen parallelen ohmschen Pfad gemäß Abbildung 5.2 beschreiben. Trotz der offensichtlichen kristallographischen Störungen der gewachsenen Schichten, zeigt die DH-LED gute Elektrolumineszenzeigenschaften. Wie Abbildung 5.7 dargestellt ist, liegt das Emissionsmaximum bei 393 nm und besitzt zwischen 8 mA und 25 mA lediglich eine thermisch induzierte Verschiebung des Emissionsmaximums ins Langwellige um 1 nm . Abhängig vom verwendeten Bowingpa-

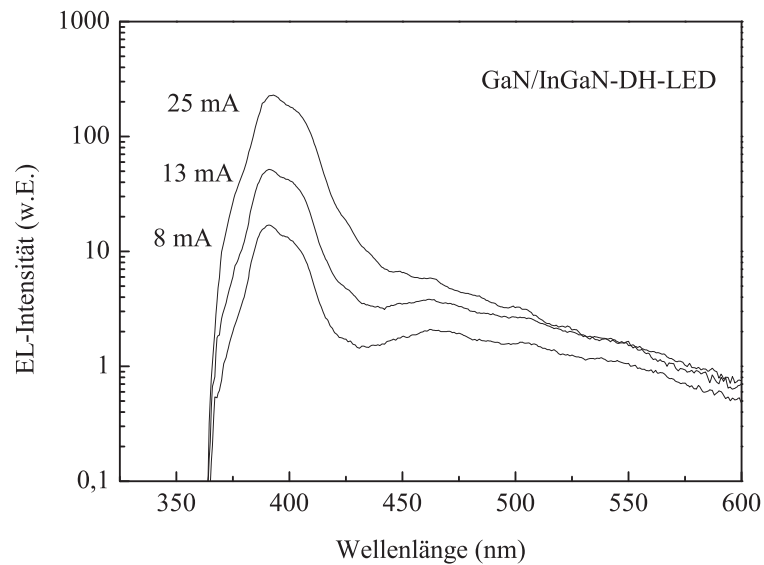


Bild 5.7. Elektrolumineszenzspektren einer InGaN/GaN-Doppelheterostruktur-LED für verschiedenen Diodenströme. Das Emissionsmaximum liegt bei 393 nm mit einer Halbwertsbreite von 24 nm. Die geringen Emissionsanteile bei 440 nm bzw. 380 nm lassen darauf schließen, dass die strahlende Ladungsträgerrekombination im wesentlichen in der InGaN-Schicht stattfindet.

parameter lässt sich aus dem Emissionsmaximum von 393 nm gemäß Gleichung 3.2 der Indiumgehalt x der $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -Rekombinationsschicht in erster Näherung zu 0,05-0,08 bestimmen. Aufgrund des geringen In-Gehaltes sollte damit die 50 nm dicke Schicht gemäß Abbildung 3.11 noch nicht relaxiert sein. GaN-Bandkantenlumineszenz ist auch bei hohen Stromdichten nicht zu beobachten. Die vom homotypen pn-Übergang bekannten Lumineszenzübergänge im GaN:Mg-Bereich bei 380 nm und 440 nm, erkennt man für hohe Ströme nur als schwache Schulter bei logarithmischer Darstellung der Spektren, sodass von einem akzeptablen Ladungsträger einschuss im InGaN ausgegangen werden kann. Die Linienbreite des Spektrums beträgt 24 nm und ist damit um einen Faktor 3,5 geringer als die der GaN-pn-Diode. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom angelegten Diodenstrom ist nicht explizit als Diagramm abgebildet, liefert aber $m_{opt} \rightarrow 2$ und zeigt damit, dass infolge der defektreichen Struktur nichtstrahlende Rekombinationsmechanismen das Lichtleistungsverhalten des Bauelementes dominieren. Die maximal gemessene Ausgangsleistung der hergestellten DH-LEDs betrug etwa $30 \mu\text{W}$ bei Diodenströmen von 50 mA.

InGaN-MQW-LEDs

Zur Herstellung einer InGaN/GaN-MQW-LED wird die InGaN-Schicht der DH-Struktur durch eine fünffache InGaN/GaN-Quantentrogstruktur ersetzt. Der eingefügte Schichtstapel wurde zuvor anhand der Photolumineszenzintensität bezüglich seiner QW-Schichtdicke

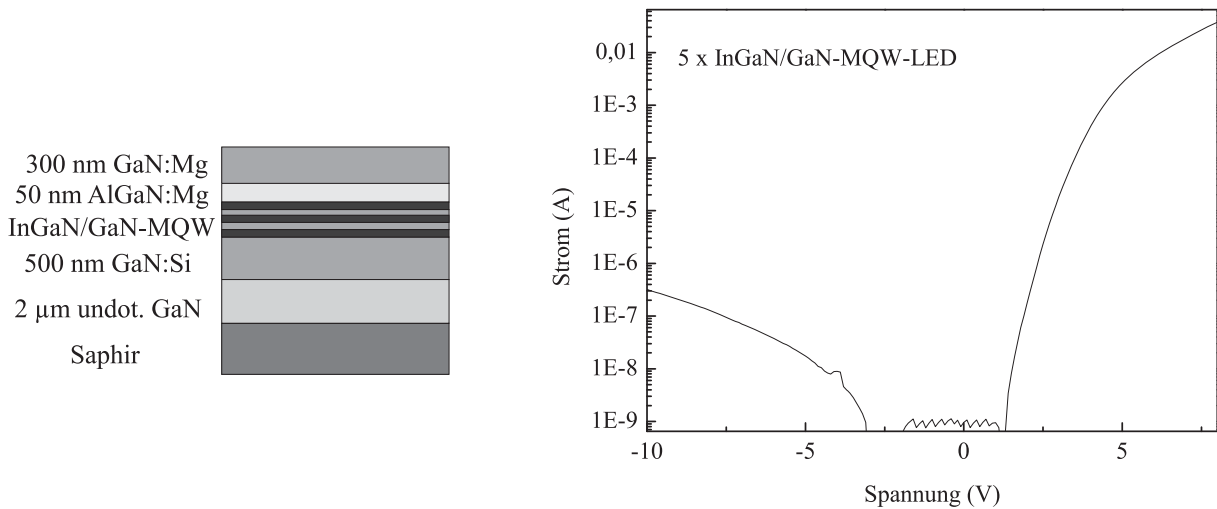


Bild 5.8. Schichtaufbau und Strom-Spannungscharakteristik einer 5xInGaN/GaN-MQW-LED mit einer 50 nm dicken AlGaN:Mg-Barriere zwischen aktiver Zone und GaN:Mg.

und Wachstumsparameter optimiert. TEM-Untersuchungen an den Proben (vgl. Abbildung 3.16) belegen, dass der InGaN/GaN-Schichtstapel scharfe Grenzflächen aufweist und die Dicken der Quantentröge bzw. der Barrieren bei etwa 2,8 nm bzw. 7 nm liegen. Zusätzlich wurde zwischen aktiver Zone und dem 300 nm dicken p-GaN eine 50 nm dicke Mg-dotierte AlGaN-Schicht eingebracht, welche als zusätzliche Elektronenbarriere wirken soll. SIMS-Untersuchungen ergaben für die ternären InGaN bzw. AlGaN-Verbindungen eine In-Konzentration von $x = 0,1$ bzw. ein Al-Gehalt von 0,07. Abbildung 5.8 zeigt die IU-Charakteristik einer prozessierten LED mit dem beschriebenen Schichtaufbau. Der Leckstrom bei -10 V beträgt lediglich $0,3 \mu\text{A}$ und ist damit vergleichbar zu Werten von derzeit kommerziell erhältlichen LEDs, wo typischerweise bis zu $10 \mu\text{A}$ bei $U_R = -10 \text{ V}$ toleriert wird. Allerdings beobachtete man nach mehrstündigem Einbrennen der Bauelemente einen Anstieg des Rückwärtsstromes auf typischerweise $2 - 8 \mu\text{A}$ bei gleicher Spannung. Der Stromeinbruch in Rückwärtsrichtung bei Spannungswerten zwischen -2 und -3 V ist messtechnisch bedingt, da die verwendete Strom-Spannungs-Quelle eine untere Messstromgrenze von 1 nA besitzt. Die Bestimmung der Werte für I_0 , R_S und m ergibt $2,3 \cdot 10^{-7} \text{ A}$, 39Ω und 21. Der hohe Idealitätsfaktor ist wiederum auf Tunneleffekte zurückzuführen. Als Ursache hierfür wird einerseits die undotierte InGaN/GaN-MQW-Struktur vermutet, deren Gesamtschichtdicke mit 49 nm quasi identisch zur InGaN-Dicke der DH-Struktur ist, andererseits ist die p-Dotierung von AlGaN mit wachstumstechnischen Schwierigkeiten verbunden (vgl. Kapitel 2.2.6), sodass nicht von optimaler p-Leitfähigkeit in der AlGaN:Mg-Barriere ausgegangen werden kann. Die zugehörige Elektrolumineszenz der LED ist Abbildung 5.9 zu entnehmen. Die Bauelemente zeigen ein Intensitätsmaximum bei 407 nm, welches sich bei höheren Strömen wegen der steigenden Bauelementtemperatur um 2 nm rotverschiebt. Die zugehörige Halbwertsbreite von 14 nm bei 10 mA wächst mit höheren Stromdichten aufgrund von Bandfülleffekten auf 16 nm an. Sie stellt damit ei-

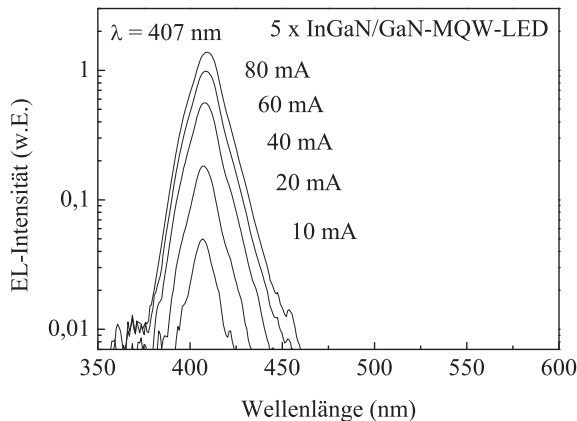


Bild 5.9. Elektrolumineszenzspektren einer 5xInGaN/GaN-MQW-Struktur bei Raumtemperatur für Diodenströme zwischen 10 mA und 80 mA. Das Emissionsmaximum befindet sich bei 407 nm. Die Halbwertsbreite von 14-16 nm ist gegenüber der InGaN-DH-LED weiter verbessert.

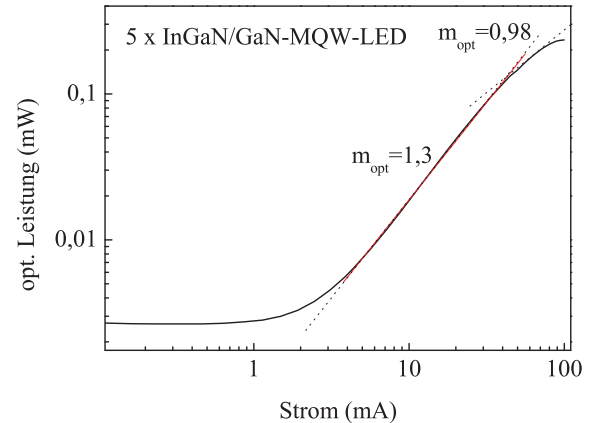


Bild 5.10. Optische Ausgangsleistung der 5xInGaN/GaN-MQW-LED als Funktion des Stromes in logarithmischer Darstellung. Deutlich zu erkennen ist ein Anlaufbereich unterhalb von 1 mA, innerhalb dessen kaum Licht emittiert wird. Der Idealitätsfaktor von $m_{opt} = 1,3$ zeigt, dass auch im Strombereich zwischen 4 mA und 30 mA nichtstrahlende Rekombinationsmechanismen eine Rolle spielen. Für Ströme größer 30 mA dominiert strahlende Rekombination ($m_{opt} = 0,98$).

ne weitere Verbesserung gegenüber der InGaN-DH-LED mit 24 nm dar und liefert die für optoelektronische Anwendungen nötige Farbsättigung. Die gemessene Ausgangsleistung des Bauelementes betrug etwa 0,16 mW bei einem Diodenstrom von 50 mA. Für höhere Ströme tritt, wie Abbildung 5.10 zeigt, zunächst eine Sättigung der IP-Charakteristik auf, bevor die LED bei ca. 100 mA thermisch überrollt. In logarithmischer Auftragung der optischen Ausgangsleistung über dem Strom lassen sich darüber hinaus drei weitere Steigungsbereiche erkennen. Auffällig ist ein Anlaufbereich für Ströme kleiner 1 mA, innerhalb dessen nahezu keine Lichtemission erfolgt. Die Betrachtung variierender LED-Größen zeigte, dass die Stromdichte, bei welcher Lichtemission einsetzt, annähernd konstant ist [91]. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich hier weniger um einen prozesstechnisch induzierten Leckstrom (z.B. Oberflächenstrom über Mesakante) handelt, sondern eine Absättigung von gleichmäßig verteilten Störstellen erfolgt. Im vorliegenden Fall beträgt die hierfür nötige Stromdichte $4,9 \text{ A/cm}^2$. Dem Anlaufbereich schließt sich ein Abschnitt zwischen 4 und 30 mA an, für welchen der Wert des Idealitätsfaktors von $m_{opt} = 1,3$ Koexistenz von strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationspfaden aufzeigt. Erst ab Strömen über 30 mA dominiert die strahlende Rekombination ($m_{opt} = 0,98$) bevor ab 70 mA das oben beschriebene thermische Überrollen der IP-Charakteristik einsetzt.

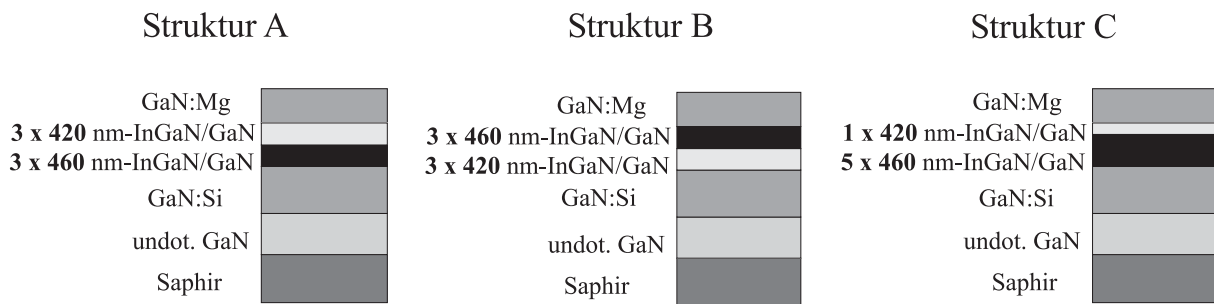


Bild 5.11. Schichtaufbau der hergestellten InGaN-MQW-LEDs zur Evaluierung der Emissionsbeiträge der einzelnen Quantentröge. Bis auf die Schichtfolge in der aktiven Zone sind die Strukturen identisch.

Verteilung des Emissionsbeitrags innerhalb der InGaN-MQW-Struktur

Der vorige Abschnitt zeigt, dass vertikale Struktur und kristalline Qualität der aktiven Zone einen großen Einfluss auf die Bauelementeffizienz besitzen. Die Optimierung des InGaN/GaN-MQW-Stapels erfolgte dabei, wie in [37] geschildert, großteils anhand der Photolumineszenzintensität der Schichten. Während jedoch bei der Photolumineszenzanregung mit einer Laserwellenlänge von $\lambda = 325$ nm die Elektron-Loch-Paare gleichmäßig über das Volumen der Quantentröge bzw. Barrieren erzeugt werden, erfolgt bei der Elektrolumineszenz die Injektion der Löcher bzw. der Elektronen getrennt aus Richtung der umliegenden Bahngebiete. Es stellt sich daher die Frage, inwieweit der Anregungsmechanismus von PL und EL vergleichbar ist bzw. wieviele der Quantentröge bei einer LED tatsächlich zur Lichtemission beitragen. Die in Abbildung 5.11 aufgeführten InGaN/GaN-MQW-Strukturen wurden zur Untersuchung dieser Fragestellung epitaxiiert. Sie bestehen aus insgesamt sechs InGaN-Quantentrögen, welche nominell entweder bei 420 nm oder bei 460 nm emittieren, sich jedoch in der Anordnung der jeweiligen QWs unterscheiden. Abbildung 5.12 zeigt die Elektrolumineszenz der Struktur A für verschiedene Diodenströme bei Raumtemperatur. Als gepunktete Kurve ist dazu das RT-Photolumineszenzspektrum der Probe eingezeichnet. Das PL-Spektrum zeigt neben den zwei Emissionspeaks aus der Quantentrogstruktur bei 423 nm und 468 nm einen zusätzlichen Übergang bei 362 nm, welchen man GaN-Bandkantenemission in den Barrieren der MQW-Struktur zuordnet. Des Weiteren erscheint ein breites Lumineszenzband zwischen 500 nm und 600 nm, das in der Literatur oft als gelbe Lumineszenz erwähnt wird und auf Verunreinigungen sowie Ga-Fehlstellen im Kristall zurückgeführt wird [14]. Der Vergleich zwischen EL und PL liefert eine sehr gute Übereinstimmung der Wellenlängenposition der beiden Emissionspeaks. Ein deutlicher Unterschied zwischen EL und PL ist bezüglich der Intensitätsverhältnisse der Übergänge zueinander sichtbar. Da die Anregung im Falle der Photolumineszenz p-seitig erfolgt und die Laserleistung mit der Eindringtiefe abklingt [60], erhält man für die kurzwelligere Emission der dem p-GaN zugewandten Quantentrögen eine leicht höhere Intensität. Das Intensitätsverhältnis von 1,22 lässt erwartungsgemäß auf eine weitgehend homogene Anregung im InGaN/GaN-MQW-Volumen schließen. Wie bereits oben angesprochen, erfolgt die Injektion der Elektronen bzw. Löcher

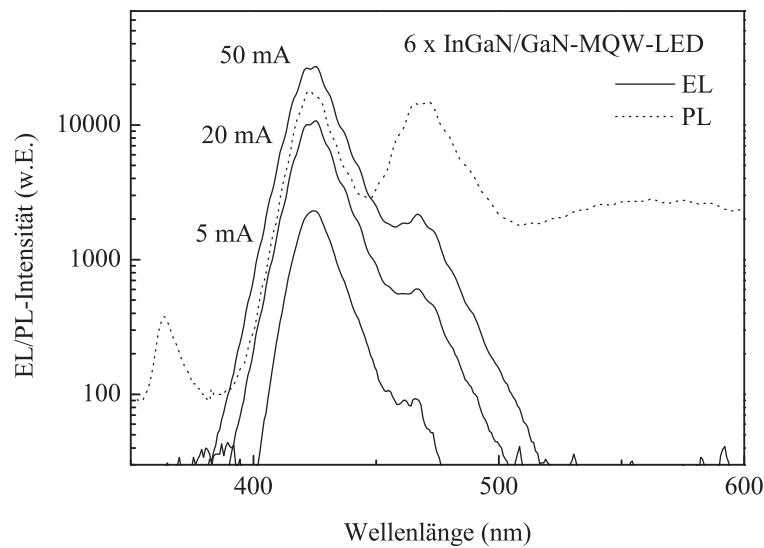


Bild 5.12. Vergleich der Photolumineszenz und der Elektrolumineszenz der Struktur A bei Raumtemperatur. Bezüglich der Peakwellenlängenposition erhält man zwischen PL und EL exzellente Übereinstimmung. Das unterschiedliche Intensitätsverhältnis der beiden Emissionsmaxima spiegelt die verschiedenen Anregungsmechanismen wider. Auch für höhere Stromdichten tragen die unteren drei Quantentröge kaum zur Lichtemission bei.

bei der Elektrolumineszenz vom jeweiligen Bahngebiet. Wegen der sehr viel niedrigeren Löcherbeweglichkeit sollte die Rekombination bevorzugt in den Quantentrögen nahe des p-GaN stattfinden. Tatsächlich beobachtet man abhängig vom Strom in den EL-Spektren Intensitätsverhältnisse von 24 (5 mA), 17 (20 mA) und 12 (50 mA) zugunsten der 420 nm-Emission. Die PL-Anregungsdichte ist dabei ungefähr vergleichbar mit EL-Anregung bei 5 mA. Das abfallende Intensitätsverhältnis zu höheren Strömen hin zeigt zwar, dass bei größeren Stromdichten mehr und mehr Löcher in die vom p-GaN entfernter liegenden QWs dringen, der integrale Intensitätsbeitrag dieser QWs bleibt aber auch im hohen Stromdichtebereich eine Größenordnung geringer.

Um auszuschließen, dass der unterschiedliche Intensitätsbeitrag der beiden Quantenfilmtypen nicht hauptsächlich durch den In-Konzentrationsunterschied im QW herrührt, wurde in Struktur B die Reihenfolge der Quantentröge invertiert. In Abbildung 5.13 sind die EL-Spektren von Struktur A und B für einen Bauelementstrom von 20 mA dargestellt. Die integrale Intensität beider Strukturen ist in der selben Größenordnung, sodass trotz verschiedener Emissionswellenlänge (und damit In-Gehalt) von einer vergleichbaren kristallinen Qualität der InGaN-Quantenfilme ausgegangen werden kann. Analog zur Struktur A dominieren die p-seitig gelegenen, langwelligeren Quantenfilme bei 460 nm das Spektrum der Struktur B. Im Gegensatz zur Schichtfolge A ist jedoch kein Emissionspeak der tiefer liegenden QWs mit einer Wellenlänge von 420 nm zu erkennen. Offensichtlich führt der höhere In-Anteil der langwelligeren Quantenfilm zu einer verbesserten

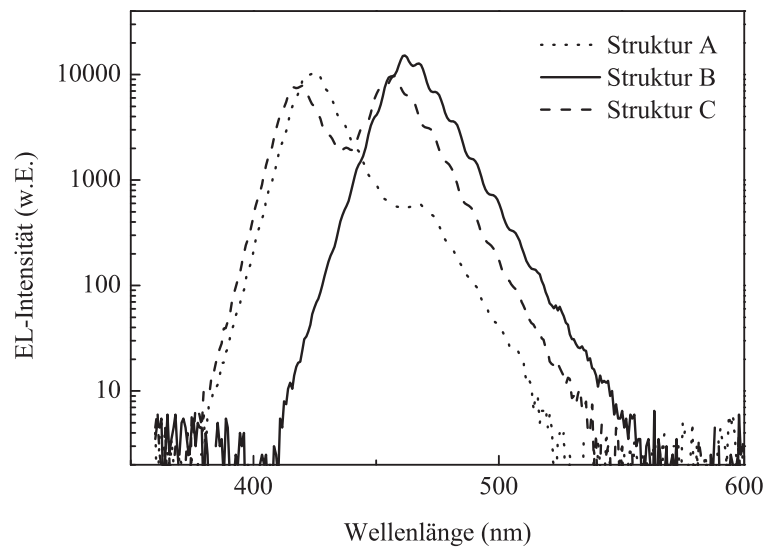


Bild 5.13. Elektrolumineszenzvergleich der in Abbildung 5.11 vorgestellten Strukturen A,B und C bei einem Diodenstrom von 20 mA. Im Vergleich zu Struktur A wird bei Struktur B wegen der höheren Trogtiefe der oberen Quantenfilme keine Emission bei 420 nm beobachtet. Die gesamte Lichterzeugung findet damit in den obersten drei QWs statt.

Ladungsträgerlokalisierung, sodass für Struktur B lediglich die oberen drei QWs zur Lichtemission beitragen. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, wächst die Tendenz zur Bildung von In-Kompositionsfluktuationen mit höherem In-Gehalt der Schicht. Es ist daher zu vermuten, dass die erhöhte Lokalisierung der Ladungsträger sowohl durch die größere Tiefe des Quantentrog selbst, als auch durch eine stärkere Fluktuation der In-Konzentration und damit räumlicher Lokalisierung in der Quantenfilmebene herrührt. Absorption des kurzwelligeren Lichtes in benachbarten Quantentrögen kleinerer Bandlücke kann für die obigen Betrachtungen nicht ausgeschlossen werden. Da die Ausgangsleistungen der untersuchten Strukturen jedoch nahezu identisch sind und die EL-Spektren nur minimale Winkelabhängigkeit zeigten, wird davon ausgegangen, dass Reabsorptionseffekte eine untergeordnete Rolle spielen. Ebenfalls in Abbildung 5.13 eingezeichnet ist die Elektrolumineszenz der Probe C bei einem Strom von 20 mA. Man sieht, dass für einen einzelnen kurzwelligen Quantentrog am Übergang zum p-dotierten GaN ein ausgeglichenes Intensitätsverhältnis der Emissionspeaks entsteht. Die bisherigen Beobachtungen zeigen, dass bei der Elektrolumineszenz im blauen Emissionswellenlängenbereich im wesentlichen nur die ersten drei Quantentröge für die Lichterzeugung verantwortlich sind. Der sich unmittelbar am p-GaN befindende QW trägt den Hauptteil zur Intensität bei. Im Vergleich dazu erhält man für die Photolumineszenz eine homogenere Anregung über die aktive Zone, alle sechs Quantentröge der Struktur tragen zur Emission bei. Damit ergeben sich zusammenfassend wesentliche Folgerungen für die LED-Optimierung:

- Photolumineszenz ist zur Optimierung von LED-Strukturen nur bedingt aussage-

kräftig. Sie erlaubt Prognosen bezüglich Emissionswellenlänge und spektraler Halbwertsbreite. Die gemessene PL-Intensität liefert die integrale Intensität aller Quantenfilme. Das Auftreten von qualitativen Defiziten der oberen Quantentröge, z.B. durch Ausbildung von V-förmigen Defekten, werden durch PL nur teilweise wiedergegeben, prägen jedoch das Elektrolumineszenz-Verhalten des Bauelementes.

- Die Prozessführung während des Wachstums am Übergang vom InGaN zum p-dotierten GaN bzw. AlGaN ist besonders kritisch, weil der oberste Quantentrog am stärksten zur Lichterzeugung beiträgt. Da, wie in Kapitel 2.2.6 beschrieben, die Wachstumstemperatur des GaN:Mg etwa 300-400 K über der des InGaN liegt, muss beim Aufheizen auf GaN-Wachstumstemperatur darauf geachtet werden, dass keine Desorption der Quantenfilme erfolgt. Als Schutz wird daher auf dem obersten QW vor dem Aufheizen eine dünne GaN-Schicht von etwa 10 nm deponiert [37]. Um die Wachstumsunterbrechung und damit den Einbau von Kontamination niedrig zu halten, muss ein möglichst steiles Temperaturprofil gewählt werden.
- Die Lage und der Verlauf des pn-Dotierprofils ist sorgfältig zu wählen, da ein Verschmieren des Mg-Profiles die Lumineszenzeigenschaften der InGaN-Quantenfilme infolge eingebrachter Störstellen vermindern kann.
- Da tiefer gelegene Schichtstrukturen in der aktiven Zone nicht zur Lichterzeugung beitragen, können sie zur Verbesserung der kristallinen Qualität der oberen Quantentröge genutzt werden. Sogenannte *pre-wells* mit geringerer In-Konzentration als die emittierenden Quantentröge können die Gitteranpassung erleichtern und die strukturelle Qualität der emissionsrelevanten Schichten steigern. Bei Schichtstapeln mit größerer QW-Anzahl ist damit auch eine n-Dotierung der unteren Quantenfilme und Barrieren zur Reduzierung des Serienwiderstandes möglich.

InGaN-MQW-LEDs auf versetzungsreduziertem GaN

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass sich durch Einbringen einer InGaN-MQW-Struktur in den vertikalen Schichtaufbau eine deutliche Effizienzsteigerung der Bauelemente erreichen lässt. Gleichwohl zeigen die Bauelemente optische Ausgangsleistungen, welche mindestens eine Größenordnung unter derjenigen kommerzieller LEDs liegen. Diese Lücke kann nicht allein durch eine weitere Optimierung des prinzipiellen Schichtaufbaus geschlossen werden, sondern deutet auf Mängel der kristallinen Materialqualität hin. Hohe Versetzungsdichten wirken in der aktiven Zone nicht nur als nichtstrahlende Rekombinationszentren [1], sondern bilden gleichzeitig Diffusionskanäle für Mg-Atome und Metallionen der Kontakte. Dadurch kommt es im ungünstigsten Fall zum partiellen Kurzschluss des pn-Übergangs. Wie oben erwähnt, kann jedoch schon zuvor durch Eindringen von Mg-Atomen in die emissionsrelevanten InGaN-Quantenfilme eine Degradation der Ausgangsleistung einsetzen [93]. Um das Verbesserungspotential der Bauelemente bei Versetzungsreduktion im GaN zu untersuchen, wurde eine InGaN-MQW-Strukturen auf ca. 10 μm dickes HVPE-GaN epitaxiert. Der genaue Schichtaufbau ist Abbildung 5.14

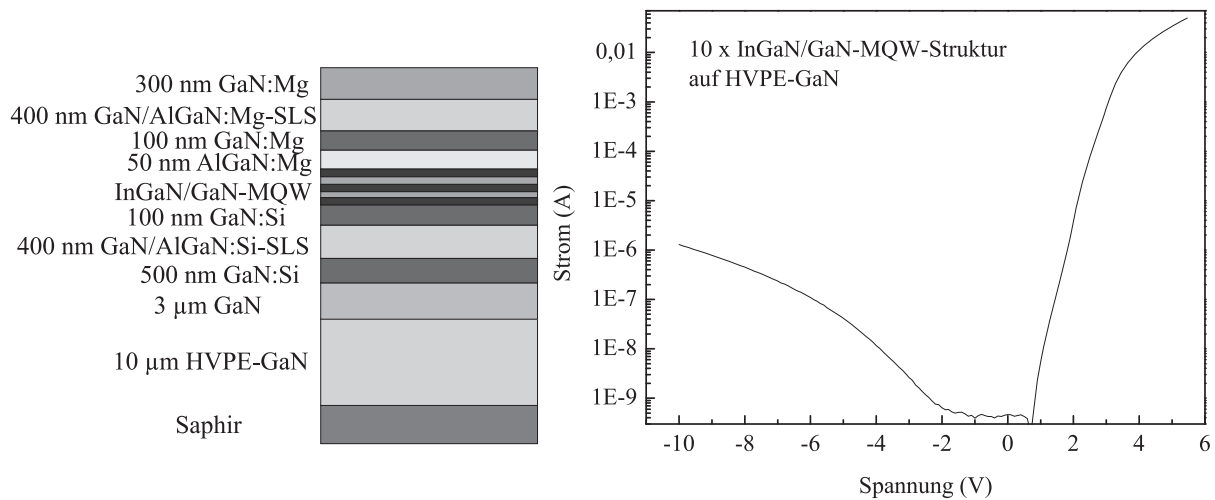


Bild 5.14. Schichtstruktur und Strom-Spannungscharakteristik einer 10xInGaN/GaN-MQW-LED mit AlGaN-Mantelschicht. Die extrahierten Kennlinienwerte betragen $R_S = 29 \Omega$, $m = 10,4$ und $I_0 = 8,7 \cdot 10^{-9} \text{ A}$.

zu entnehmen. Wie man sieht, wird zunächst zur Planarisierung des HVPE-GaN eine $3 \mu\text{m}$ dicke MOVPE-GaN-Schicht abgeschieden. Darauf folgt eine MQW-LED-Struktur mit zehn InGaN-Quantentrögen. Die Struktur besitzt nominell p- und n-seitig ein jeweils 400 nm dickes AlGaN/GaN-SLS, welches einen Al-Gehalt von 5% besitzt. Abbildung 5.14 zeigt die Strom-Spannung-Charakteristik einer prozessierten LED in zirkularer Geome-

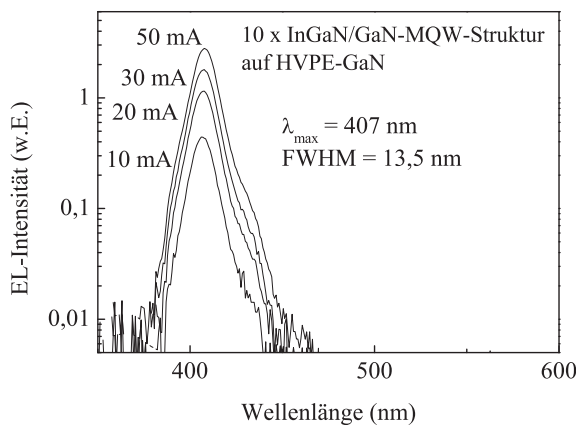


Bild 5.15. EL-Spektren der 10xInGaN/GaN-MQW-LED auf versetzungsreduziertem GaN-Puffer bei Diodenströmen zwischen 10 mA und 50 mA .

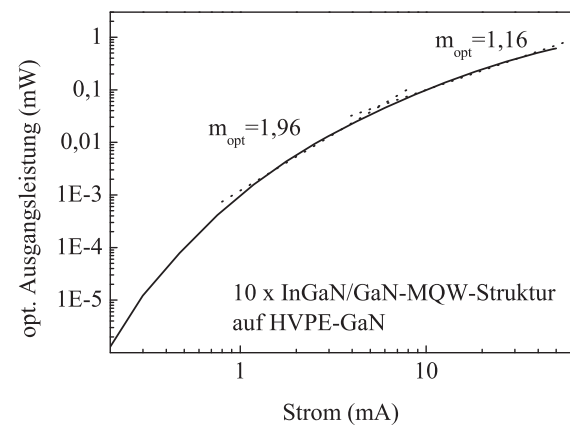


Bild 5.16. Zugehörige IP-Charakteristik der 10xInGaN/GaN-MQW-LED. Man erhält Idealitätsfaktoren von $m_{opt} = 1,96$ und $m_{opt} = 1,16$. Die Ausgangsleistung beträgt $0,6 \text{ mW}$ bei einem Diodenstrom von 50 mA .

trie. Bei einer Spannung von -10 V in Rückwärtsrichtung misst man einen Leckstrom von $1,2 \mu\text{A}$. Als Werte für Serienwiderstand, Idealitätsfaktor und Sperrstrom wird I_0 , $R_S = 29 \Omega$, $m_{opt} = 10,4$ und $I_0 = 8,7 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ ermittelt. Trotz des Einfügens der AlGaIn/GaN-SLS-Schichten hat sich der Serienwiderstand im Vergleich zur oberen $5x\text{InGaIn}/\text{GaN}$ -MQW-LED leicht verringert. An den AlGaIn/GaN-Grenzflächen kann es zur Ausbildung eines 2-dimensionalen Elektronengases kommen, das zum lateralen Stromtransport beiträgt und damit eine Verringerung des Querwiderstandes bewirkt. Ebenfalls auffällig ist das stark reduzierte Sperrstromverhalten, was man einerseits als Folge der verringerten Versetzungsdichte interpretieren kann, andererseits durch die Hetero-Barrieren des AlGaIn/GaN-SLS in vertikaler Richtung unterstützt wird. Die spektrale Elektrolumineszenz der gemessenen LED ist sowohl bezüglich der Peakwellenlänge von 407 nm als auch der Halbwertsbreite von 3,5 nm identisch zur oben vorgestellten $5\text{-InGaIn}/\text{GaN}$ -MQW-LED. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Strukturen steckt in der IP-Charakteristik (vgl. Abbildung 5.16). Hier verschwindet für das Bauelement auf versetzungsreduziertem GaN der stark ausgeprägte Anlaufbereich. Messtechnisch wird hier Lichtemission bereits ab einem Diodenstrom von $200 \mu\text{A}$ erfasst. Vergleichbar zu den vorhergehenden Bauelemente lassen sich als Funktion des Stromes verschiedene Steigungsbereiche im IP-Diagramm unterscheiden. Zwischen Strömen von 1 mA bis 6 mA erhält man $m_{opt} = 1,96$, für den Strombereich von 6 mA bis 50 mA dominiert mit $m_{opt} = 1,16$ strahlende Rekombination. Die maximal gemessene Ausgangsleistung bei einem Strom von 50 mA beträgt 0,62 mW und ist damit bei gleicher Prozessierung um etwa den Faktor 4 höher als die vergleichbare $5x\text{InGaIn}/\text{GaN}$ -MQW-Struktur ohne HVPE-GaN-Schicht. Trotz Unterschiede in der Schichtstruktur (10 QW, AlGaIn-SLS) wird als Ursache für diese Steigerung hauptsächlich die geringere Versetzungsdichte angesehen.

Anhand der gewonnenen Erkenntnisse, konzentrierte sich die weitere Optimierung der AlInGaIn-LEDs im wesentlichen auf zwei Punkte:

- Reduktion der Versetzungsdichte für MOVPE-gewachsene GaN-Pufferschichten
Zur Reduktion der Versetzungsdichte wurden die Wachstumsparameter der Nukleationsschicht optimiert. Darüberhinaus erfolgt beim verbesserten GaN-Puffer die Deposition der ersten 300 nm GaN mit deutlich geringerer Wachstumsrate gemäß [94].
- Verbesserung der kristallinen Qualität der Quantentrogstrukturen in der aktiven Zone
Hierzu erfolgte der Übergang von Wasserstoff auf Stickstoff als Trägergas für das Wachstum der InGaIn/GaN-MQW-Schicht. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben erlaubt dies eine um ca. 100 K höhere Wachstumstemperatur (800 - 830 °C), was die erzielbare Kristallqualität der aktiven Zone deutlich steigert. Zudem zeigte eine höhere Quantentrogzahl sowohl in der PL als auch bei der EL eine Verbesserung der Intenseitseigenschaften. Als Optimum wurde ein Struktur von zehn Quantenfilmen ermittelt. Für eine höhere Anzahl verschlechterten sich die Lumineszenzeigenschaften der InGaIn/GaN-Schichtstapel wieder. Es wird vermutet, dass dies auf die verstärkte Ausbildung von Trichter-förmigen Defekten zurückzuführen ist [95].

In Abbildung 5.17 ist die Strom-Spannungs-Charakteristik sowie die Ausgangsleistung der optimierten 10xInGaN/GaN-MQW-LED in linearer Auftragung dargestellt. Wie man erkennt, wird für die Struktur eine Ausgangsleistung von 1,55 mW bei einem Strom von 50 mA erreicht. Die maximale Ausgangsleistung vor dem thermischen Überrollen des Bauelementes beträgt 1,95 mW bei 78 mA. Die logarithmische Auftragung von P_{opt} über dem Diodenstrom liefert als Steigung $m_{opt} = 1,3$ für Ströme zwischen 2 mA und 30 mA bzw. $m_{opt} = 0,96$ im Bereich 30 mA bis 70 mA. Wie schon bei der Struktur auf HVPE-GaN wird kein Anlaufbereich der Lichtemission beobachtet. Im Gegensatz zu den ausgezeichneten Werten der Lichtleistungs-Charakteristik, zeigt das Bauelement in der IU-Kennlinie eine verhältnismäßig hohe Flussspannung. Dementsprechend beträgt der ermittelte Serienwiderstand $R_s = 69 \Omega$ und die elektrische Diodenidealität $m = 22$. Der zugehörige Sperrstrom I_0 ist $7,2 \cdot 10^{-7}$ A. Die hohe Betriebsspannungen werden sowohl auf Serienwiderstände der undotierten aktiven Schicht und der AlGaIn:Mg-Barriere als auch auf Querleitungswiderstände im n-Bahngebiet zurückgeführt. Das zugehörige Elektrolumineszenz-Spektrum der Probe ist nicht abgebildet. Mit einer Peakwellenlänge von 398 nm und einer Halbwertsbreite von 16 nm weist es gegenüber dem oben aufgeführten spektralen Verhalten der 5xInGaN/GaN- bzw. 10xInGaN/GaN-MQW-LEDs keine signifikante Abweichungen auf. Abbildung 5.18 zeigt den Verlauf des externen Quantenwirkungsgrades in Abhängigkeit des Stromes. Der maximale externe Wirkungsgrad liegt bei 1,1 %. Das Anwachsen der Quanteneffizienz zu höheren Strömen und der relativ breit ausgebildete Peak lässt darauf schließen, dass zwischen 20 und 40 mA eine Abschirmung der piezoelektrischen Felder durch die injizierten Ladungsträger erfolgt und damit der in Kapitel 3.3 beschriebene QCSE für die Bauelementemission eine Rolle spielt [1]. Für den Fall, dass Ladungsträgerlokali-

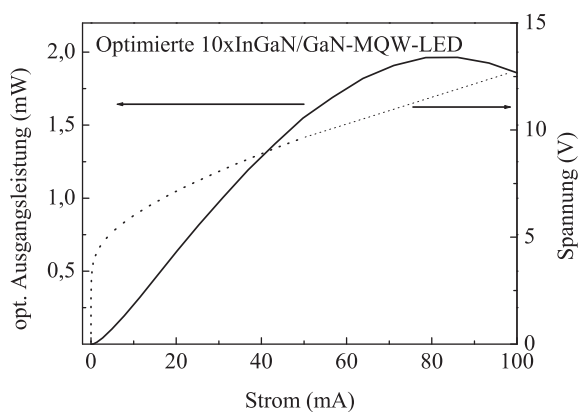


Bild 5.17. IP-Charakteristik der optimierten 10xInGaN/GaN-MQW-LED. Eine maximale Ausgangsleistung von 1,9 mW wird für einen Diodenstrom von 70 mA erreicht.

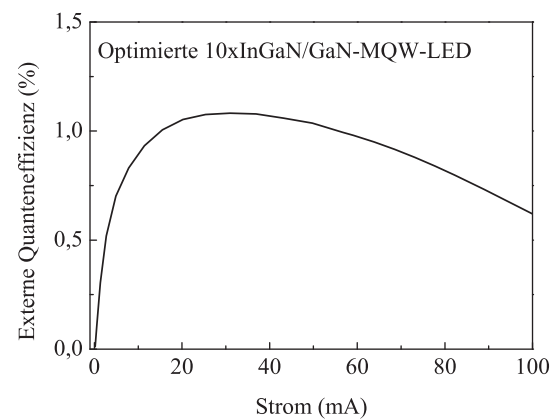


Bild 5.18. Zugehöriger externer Quantenwirkungsgrad der 10xInGaN/GaN-MQW-LED. Die Lage des Maximums bei höheren Strömen weist nach [1] darauf hin, dass der in Kapitel 3.3 beschriebene QCSE für das Emissionsverhalten des Bauelements eine Rolle spielt.

Tab. 5.2. Kenndaten der hergestellten und untersuchten LEDs.

vertikale Struktur	R_S	m	I_0	P_{opt} bei 50 mA
GaN-pn-LED	261 Ω	22	$3,0 \cdot 10^{-6}$ A	$< 10 \mu\text{W}$
InGaN-DH-LED	374 Ω	51	$2,8 \cdot 10^{-7}$ A	$< 30 \mu\text{W}$
5xInGaN/GaN-MQW-LED	39 Ω	21	$2,3 \cdot 10^{-7}$ A	0,16 mW
10xInGaN/GaN-MQW-LED auf HVPE-GaN	29 Ω	10,4	$8,7 \cdot 10^{-9}$ A	0,6 mW
optimierte 10xInGaN/GaN-MQW-LED	69 Ω	22	$7,2 \cdot 10^{-7}$ A	1,55 mW

sierung an In-Kompositionsfluktuationen für die Lichterzeugung bestimmend sind, liegt das Maximum des externen Quantenwirkungsgrades bei sehr viel kleineren Strömen (ca. 0,1 mA) [1]. Die für den QCSE erwartete Blauverschiebung in den EL-Spektren ist nicht klar sichtbar, da sie möglicherweise durch thermische Effekte kompensiert wird.

Tabelle 5.2 fasst nochmals die ermittelten Kenngrößen der hergestellten und charakterisierten Bauelemente zusammen. Ausgehend vom homotypen GaN-pn-Übergang lassen sich durch den Einsatz von InGaN/GaN-Doppelhetero- und MQW-Strukturen wesentliche Fortschritte im IU- und IP-Verhalten der Bauelemente realisieren. Im Rahmen der Arbeit konnte eine Steigerung der LED-Ausgangsleistung um drei Größenordnungen erreicht werden. Parallel dazu wurde die spektrale Halbwertsbreite der InGaN/GaN-Strukturen im Vergleich zur homotypen pn-LED auf ein Viertel reduziert. Strukturen mit p-AlGaN-Elektronenbarrieren zeigen verringerte Sperrströme, erhöhen aber gleichzeitig die Idealität m der Diode aufgrund verstärkter Tunnelbeiträge des Diodenstromes. Es wurde gezeigt, dass neben dem Design der vertikalen Schichtstruktur eine geringe Versetzungsdichte den Schlüssel zur Herstellung effizienter LEDs darstellt. Die erzielte Ausgangsleistung der optimierten Bauelemente liegt im Milliwatt-Bereich und damit in der Größenordnung derzeitiger *state-of-the-art*-Bauelemente. Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass die genannten Ausgangsleistungen auf Chip-Level gemessen wurden. Bei Vergleich mit den Kenndaten kommerzieller LEDs muss daher berücksichtigt werden, dass die Ausgangsleistung beim Verkapseln in ein bedrahtetes Radialgehäuse infolge höherer Auskopplung (geringerer Indexsprung) üblicherweise um einen Faktor 1,5-2 ansteigt. Klarer Optimierungsbedarf besteht bezüglich des elektrischen Kennlinienverhaltens, wo eine Verringerung der Flussspannung eine weitere Verbesserung der Effizienz erwarten lässt. Ansatzpunkte sind hier die Si-Dotierung der GaN-Barrieren in der aktiven Zone, eine Reduktion des Serienwiderstandes im n-Gebiet durch eine dickere n-GaN-Schicht sowie die Optimierung der p-Leitfähigkeit im AlGaIn.

5.3 Einfluss der lateralen Geometrie

5.3.1 Stromaufweitung durch semi-transparente Metallfilme

Die geringe Leitfähigkeit im p-Gebiet führt bei GaN-basierenden Leuchtdioden ohne flächige Kontakte dazu, dass der Strom nicht über die gesamte Mesafläche hinweg verteilt wird. Es entsteht eine inhomogene Stromverteilung, bei welcher der Stromfluss, wie in Abbildung 5.19(a) skizziert, überwiegend unter dem Kontakt erfolgt. Analog findet auch die Lichtemission in der aktiven Zone nur innerhalb dieses Bereiches statt, sodass ein Großteil des Lichtes vom Kontakt abgeschattet wird. Die Stromaufweitung bzw. Stromdichteverteilung vom Kontakt zum Mesa-Rand hin lässt sich mit Hilfe eines von AlInGaP-LEDs her bekannten Modelles abschätzen. Wie in Abbildung 5.20 rechts dargestellt, geht dieses Modell von einer konstanten Stromdichte j_0 und einem konstanten Potential φ_0 unter dem p-Kontakt aus. Desweiteren wird das Potential $\varphi_{0,n}$ im n-Gebiet unterhalb der aktiven Zone als konstant angenommen. Dies ist bei LEDs mit rückseitigem Kontakt auf SiC Substrat gerechtfertigt, für Leuchtdioden auf Saphir-Substrat gilt dies nur in erster Näherung bzw. unter gewissen geometrischen Einschränkungen, da die Leitfähigkeit der n-Dotierung zwar wesentlich größer ist als die des p-Bahngebietes, der Potentialabfall aber durch das Aspektverhältnis zwischen Schichtdicke und lateraler Ausdehnung der LED mitbestimmt wird. Für das dargestellte Modell kann der laterale Verlauf der Stromdichte um den Kontakt nach [96] durch die Gleichung

$$j(x) = \frac{2j_0}{\left(\frac{x}{L_T} + \sqrt{2}\right)^2} \quad (5.19)$$

beschrieben werden, wobei für die Transferlänge L_T

$$L_T = \sqrt{\frac{\sigma_p t_p m k_B T}{j_0 q}}. \quad (5.20)$$

gilt. Dabei entspricht t_p der Dicke und σ_p dem spezifischen Leitwert des p-Gebietes, m dem Idealitätsfaktor der Diode und $\frac{k_B T}{q}$ der Temperaturspannung. Abbildung 5.20 zeigt den be-

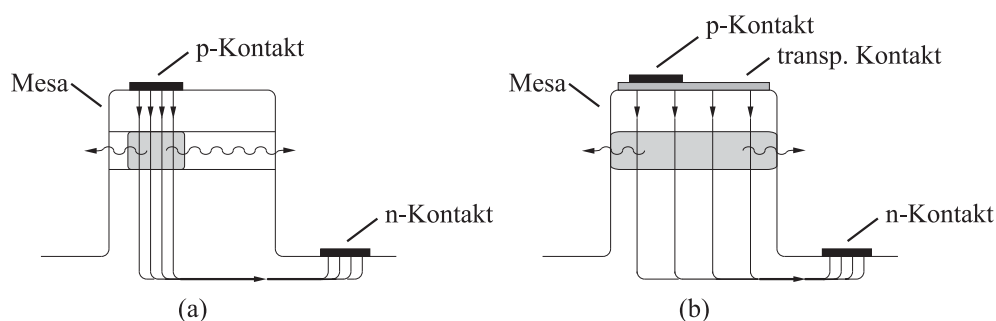


Bild 5.19. Skizzierter Stromverlauf einer GaN-LED (a) ohne und (b) mit Stromaufweitungsschicht (*current spreading layer*) in Form eines semi-transparenten Kontaktes.

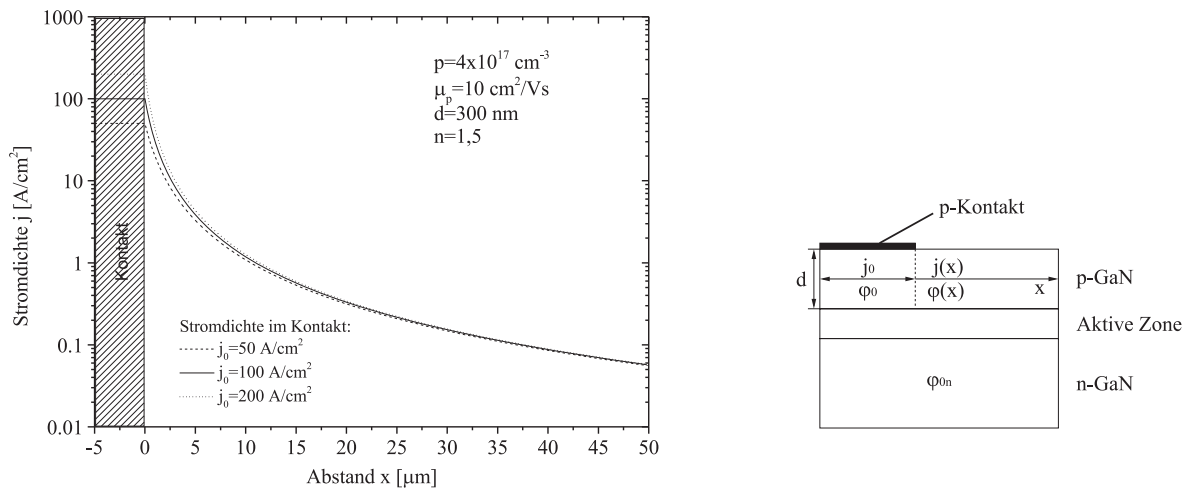


Bild 5.20. (a) Stromdichteverteilung im p-Gebiet in Abhängigkeit des Abstandes vom p-Kontakt. (b) Geometrien des zugrunde liegenden Modells zur Berechnung der Stromverteilung.

rechneten Verlauf der Stromdichte $j(x)$ bei einer Galliumnitrid LED für drei typische Werte von j_0 . Die Transferlänge liegt je nach Stromdichte im Bereich von $0,6 \mu\text{m}$ bis $1,2 \mu\text{m}$. Anhand des Diagramms erkennt man, dass nach $10 \mu\text{m}$ die Stromdichte von 100 auf etwa $1 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ gefallen und damit lediglich im Bereich einiger Mikrometer um den Kontakt eine nennenswerte Lichtemission zu erwarten ist. Um eine Verteilung über die Mesafläche zu erhalten, ist eine Stromaufweitungsschicht (*current spreading layer*), wie in Abbildung 5.19 (b) skizziert, nötig. Ziel dieser Schicht ist eine

- homogene Lichterzeugung in der aktiven Zone über die gesamte Mesa. Wegen des hohen Brechungsindex des Halbleiters, wird nur Licht emittiert, welches unter einem kleinen Einfallswinkel auf die Halbleiter-Luft-Grenzfläche trifft. Lichtstrahlen größerer Einfallswinkel erfahren Totalreflexion. Für eine punktförmige Lichtquelle bilden die Strahlen, welche ausgekoppelt werden können, räumlich einen Kegel. Für den in Abbildung 5.19 (a) dargestellten Fall wird dabei ein Großteil des Auskoppelkegels durch den Kontakt abgeschattet [97]. Weist die Stromaufweitungsschicht eine ausreichend hohe Transmission gegenüber dem zu emittierenden Licht auf, so ist infolge der geringeren Kontaktabschattung eine verbesserte Lichtauskopplung zu erwarten.
- Verbesserung der elektrischen Kennliniencharakteristik. Der Serienwiderstand der Bauelemente wird zum Teil durch Kontaktwiderstände gebildet, welche reziprok von der Kontaktfläche abhängen. Unter der Bedingung, dass die aufgebrauchte Stromverteilungsschicht einen ohmschen Kontakt mit dem p-GaN eingeht, lässt sich eine merkliche Verringerung der Bauelement-Betriebsspannung erreichen.
- homogene Stromverteilung zur Erhöhung der Diodenlebensdauer. Da die Bauele-

mentlebensdauer eine Funktion der Stromdichte ist, kommt es bei inhomogener Stromverteilung zu lokalem beschleunigtem Altern in Bereichen erhöhter Stromdichte (*hot spots*).

Bei allen derzeit kommerziell erhältlichen GaN-LEDs wird zur Stromverteilung eine sehr dünne Metallschicht auf das p-dotierte GaN aufgebracht. Metalle sind generell nicht transparent, sondern absorbieren bzw. reflektieren das einfallende sichtbare Licht. Die Kreisfrequenz, ab welcher eine hohe Reflektivität des Metalls einsetzt, entspricht der Langmuir-Frequenz des Elektronengases und hängt von der Teilchenzahldichte n (typischerweise 10^{22} cm^{-3} bis 10^{23} cm^{-3}), der Polarisierung der Ionenrümpfe sowie der Elektronenmasse m_e gemäß

$$\omega_p = \sqrt{\frac{q^2 n}{\epsilon \epsilon_0 m_e}} \quad (5.21)$$

ab [98]. Je nach Elektronendichte können Metalle deshalb im nahen ($n = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$: $\lambda = 340 \text{ nm}$) bzw. fernen UV-Bereich ($n = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$: $\lambda = 110 \text{ nm}$) transparent werden [98]. Bei LEDs im sichtbaren Spektralbereich sowie im UV-nahen Wellenlängenbereich von 380-400 nm zeigen die aufgetragenen Metallschichten jedoch Absorptionsverhalten, welches durch das Lambert-Beer-Gesetz

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (5.22)$$

beschrieben werden kann, wobei der Absorptionskoeffizient durch

$$\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (5.23)$$

vom Extinktionskoeffizienten κ des Metalles abhängt. Um die Absorption im semitransparenten Kontakt gering zu halten, müssen sich die Schichtdicken daher im Bereich weniger Nanometer befinden. Typische Werte liegen zwischen 4 nm und 15 nm [99, 100]. Jüngste Arbeiten von Jeon et al. zeigen, dass der *current spreading layer* auch durch eine hochleitende n-GaN-Schicht, welche epitaktisch auf dem p-Gebiet abgeschieden wird, realisiert werden kann. Die dadurch entstehende Tunneliode führt derzeit aber noch zu einer Erhöhung der Bauelementbetriebsspannung von 1 V [101, 102]. Alternativ gibt es Bestrebungen, ITO-Kontakttechnologie (*indium tin oxide*), welche unter anderem bei organischen Leuchtdioden (OLED) und Flüssigkristall-Displays eingesetzt wird, für GaN-basierende Bauelemente zu adaptieren [103]. Der in Abbildung 5.21 dargestellte Transmissionsverlauf einer 260 nm dicken ITO-Schicht zeigt für Wellenlängen größer 430 nm eine Lichtdurchlässigkeit von über 80% und liegt damit wesentlich über den mittels Metallfilmen erreichbaren Werten. Für Wellenlängen kleiner 430 nm setzt bei ITO Absorption ein, sodass für UV-emittierende LEDs metallische Kontakte überlegen sind. Untersuchungen im Rahmen einer Studienarbeit haben gezeigt, dass ITO auf p-dotiertem GaN keinen ohmschen Kontakt bildet [104]. Die gemessenen Schottkybarrieren liegen bei ca. 2 V [104], sodass etwaige Verbesserungen in der Lichtausbeute infolge der höheren Kontakttransmission durch den größeren Wärmeeintrag in das Bauelement kompensiert werden. Zur Realisierung eines ohmschen Kontaktes ist es denkbar, eine dünne Ni-Lage als eigentliche Kontaktschicht

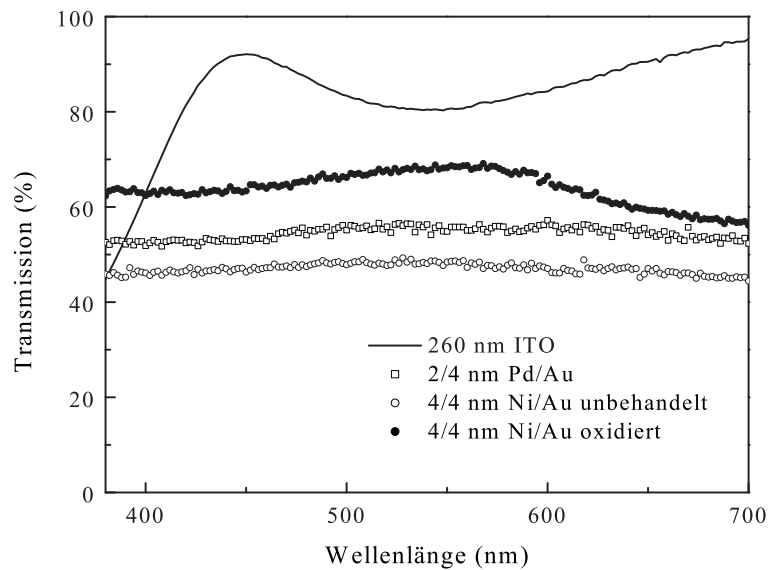


Bild 5.21. Vergleich der gemessenen spektralen Transmission von dünnen Metallfilmkontakten (4/4 nm Ni/Au, 2/4 nm Pd/Au) und einem 260 nm dicken ITO-Kontakt (*indium tin oxide*).

und darauf folgend eine ITO-Schicht zur Kontaktverstärkung aufzubringen. Die Firma Epistar arbeitet derzeit an solchen Kontaktsystemen, die erreichten Lebensdauern sind derzeit aber noch nicht konkurrenzfähig zu denen der Metallfilmkontakte [105].

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten semitransparenten Kontakte bestehen aus 4-14 nm dickem Ni/Au, Pd/Au oder Pd. Wie Tabelle 5.3 entnommen werden kann, bewegen sich die erreichten Transmissionswerte für metallische semitransparente Kontakte zwischen 35 % und 70 %. Die Transmissionsmessungen wurden dabei auf einem doppelseitig polierten LED-Wafer durchgeführt und ein unbeschichteter Wafer als Referenz herangezogen. Wie Abbildung 5.21 zeigt, ist die Transmission der Metallfilme über den betrachteten Wellenlängenbereich von 380-700 nm weitgehend konstant. Die Transmissionswerte für Ni/Au-Kontakte liegen zunächst im Bereich von 38 % bis 44 %. Erwartungsgemäß fällt die Transmission mit der Gesamtschichtdicke des Kontaktes ab (vgl. Gleichung 5.22). Aufgrund des im Vergleich zu Au höheren Extinktionskoeffizienten von Ni ($\kappa_{Ni}=2,33$ für $\lambda=393$ nm, $\kappa_{Au}=1,96$ für $\lambda=413$ nm [106]), zeigen Kontakte gleicher Gesamtschichtdicke geringere Transparenz bei größerem Ni-Schichtdickenanteil. Durch Legieren in sauerstoffhaltiger Umgebung kann das Ni zu NiO oxidiert werden, welches gegenüber Ni eine höhere Transparenz besitzt [51]. Die durchgeführten Experimente zeigten, dass durch Oxidation eine Steigerung der Transmission um 25 % (2/6 nm Ni/Au) bis 50 % (5/2 nm Ni/Au) möglich ist, wobei der jeweilige Transparenzzuwachs von der Ni-Schichtdicke des Kontaktsystems abhängt. Die an Pd-haltigen Kontakten gemessenen Transmissionswerte liegen für Gesamtschichtdicken von 6 bis 8 nm bei 34 % bis 55 % (vgl. Tabelle 5.3). Allerdings ließ sich durch Legieren der Kontakte keine Erhöhung der Transmission erreichen.

Tab. 5.3. Transmission von dünnen Metallschichtkontakten bei 470 nm. Soweit nicht andersweitig vermerkt erfolgte die Messung an doppelseitig polierten p-GaN-Wafern. Zum Vergleich ist die Transmission einer 260 nm dicken ITO-Schicht aufgeführt.

Ni-haltige Kontakte			
Metall	Schichtdicke	Transm. unbehandelt	Transm. nach 550°C , 5 min, N ₂ /O ₂
Ni/Au	2/6 nm	44 %	56 %
Ni/Au	4/4 nm	45 %	62 %
Ni/Au	5/2 nm	41 %	63 %
Ni/Au	4/10 nm	38 %	k.A.
Pd-haltige Kontakte			
Metall	Schichtdicke	Transm. unbehandelt	Transm. nach 400°C , 5 min, N ₂
Pd	8 nm	34 %	46 %
Pd/Au	2/4 nm	55 %	45 %
Pd/Au	4/4 nm	43 %	40 %
Indium-Zinn-Oxid (ITO) Kontakte			
ITO	260 nm	80-90 %	k.A.

Vielmehr wurde für die Pd/Au-Kontakte nach thermischer Behandlung bei 400 °C für 5 Minuten unter Stickstoff tendenziell eine Verschlechterung der Transparenz beobachtet. Für reine Pd-Kontakte ergaben sich messtechnisch zwar höhere Transmissionswerte, an LED-Bauelementen zeigten diese Kontakte jedoch ein inhomogenes Intensitätsbild, sodass nicht mehr von einem perfekt geschlossenen Metallfilm ausgegangen werden kann.

In Abbildung 5.22 sind die Strom-Spannungs-Kennlinien einer quadratischen InGaN-MQW-LED Struktur mit einer Mesakantenlänge von ca. 300 μm dargestellt. Die gestrichelte Kennlinie repräsentiert eine Struktur, bei welcher der p-Kontakt lediglich durch ein mittiges Bondpad gebildet wird. Die durchgezogene Kurve wurde an einem Bauelement gemessen, welches einen 4/6 nm dicken semitransparenten Ni/Au-Kontakt zur Stromaufweitung besitzt. Man erkennt eine Verringerung der Betriebsspannung von 0,8 V bei einem Diodenstrom von 20 mA. Abhängig von der jeweiligen Bauelementgeometrie und der Größe des Kontaktwiderstandes wurden Spannungsverbesserungen bis zu 2,6 V beobachtet. Bezüglich der optischen Ausgangsleistung der beiden Strukturen erhält man für die LED mit semitransparentem Kontakt einen Zuwachs von ca. 10 % bei einem Strom von 20 mA bzw. 21 % bei einem Diodenstrom von 50 mA. Auffällig ist dabei, dass sich für kleine Ströme nahezu kein Unterschied im IP-Verhalten ergibt. Das leichte Abknicken der IP-Kurve für die LED ohne semitransparentem Kontakt lässt darauf schließen, dass die Differenz der Ausgangsleistung zu einem großen Teil durch die höhere Stromdichte und damit höhere lokale Erwärmung erklärt werden kann. Für die Konversionseffizienz bzw. die externe Quanteneffizienz der beiden LED-Typen ergibt sich daraus das in Abbildung 5.23 dargestellte Verhalten. Da in die Konversionseffizienz gemäß Gleichung 5.18 die eingespeiste elektrische Leistung eingeht, erhält man wegen der Spannungsreduktion eine deutliche relative Steigerung um ca. 30% bei höheren Strömen. Das Effizienzmaximum

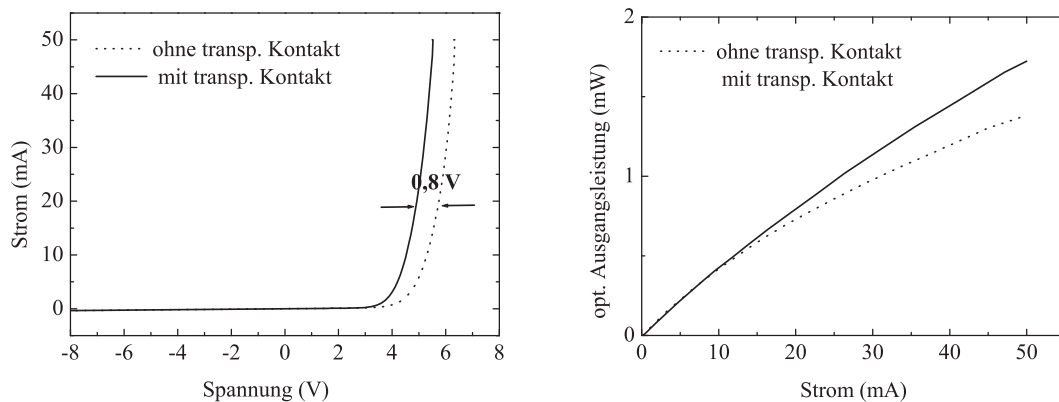


Bild 5.22. Strom-Spannungs-Charakteristik (links) einer LED-Struktur mit bzw. ohne Stromaufweitungsschicht in Form eines semitransparenten Metallfilmes (4/6 nm Ni/Au) sowie die zugehörige Ausgangsleistung der beiden LED-Strukturen (rechts).

liegt bei einem Strom von 3 mA und beträgt 1,1 %. Der Verlauf des externen Quantenwirkungsgrades korreliert mit dem Verhalten der Ausgangsleistung, d.h. die Vorteile des semitransparenten Kontaktes sind erst deutlich für Ströme größer 10 mA zu erkennen. Für Ströme im Bereich von 0 bis 5 mA erhält man überraschenderweise einen höheren externen Wirkungsgrad für die Struktur ohne Stromaufweitungsschicht. Nach Gleichung 5.17 hängt der externe Quantenwirkungsgrad sowohl vom internen Quantenwirkungsgrad als auch von der Auskoppelleffizienz ab. Für Ströme größer 10 mA lässt sich das Verhalten durch höhere lokale Stromdichten für die Struktur ohne transparentem Kontakt erklären. Stärkere lokale Erwärmung sowie *carrier overflow* in der aktiven Zone führen zur Reduktion der internen Quanteneffizienz. Der geringere externe Wirkungsgrad der Struktur mit transparentem Kontakt für Ströme kleiner 5 mA könnte darauf zurückgeführt werden, dass infolge der größeren effektiven Kontaktfläche eine um eine Größenordnung geringere Stromdichte vorliegt und man sich damit noch im nichtlinearen Anlaufbereich der IP-Kurve (vgl. Kapitel 5.2.2) befindet. Das Absättigen von Defekten, welches für die hergestellten InGaN-MQW-LEDs bei diesen Stromdichtewerten beobachtet wird, kann die Wirkung der verbesserten Auskopplung kompensieren. Trotzdem fällt der Einfluss auf das Auskoppelverhalten geringer aus als erwartet, was auch durch die relativ hohe Schichtdicke von 10 nm des Ni/Au-Kontaktes der untersuchten LED-Struktur begründet ist.

5.3.2 Homogenisierung der Stromverteilung

Bei LEDs auf Saphir kann die Stromeinprägung wegen des isolierenden Substrates nicht mittels eines Rückseitenkontaktes erfolgen. Die laterale Strominjektion führt zu einer inhomogenen Stromverteilung, welche Effizienz und Lebensdauer des Bauelementes maßgeblich beeinflusst. Abbildung 5.24 zeigt das Intensitätsbild der Elektrolumineszenz ei-

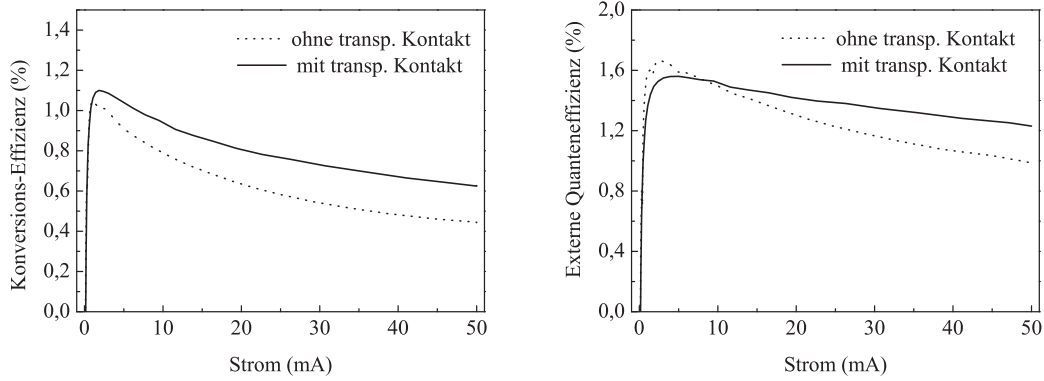


Bild 5.23. Vergleich des Konversions-Wirkungsgrades (links) und des externen Quantenwirkungsgrades (rechts) für InGaN-MQW-LEDs mit und ohne semitransparentem Ni/Au-Kontakt.

ner InGaN-MQW-LED bei einem Strom von 50 mA. Der p-Kontakt besteht aus einem semitransparenten Ni/Au-Kontakt und einer gitterförmigen Kontaktverstärkung. Der n-Kontakt der Diode schließt sich wie im Bild skizziert L-förmig an den p-Kontakt an. Die Intensitätsverteilung entlang der eingezeichneten Linie ist rechts neben dem Intensitätsbild dargestellt. Wie man sieht, befinden sich die Bereiche größter Helligkeit am Rand der Mesa, welcher dem n-Kontakt zugewandt ist. Offensichtlich tritt in diesem Bereich eine Bündelung der Stromdichte auf. Abbildung 5.25 zeigt den Querschnitt einer GaN-LED auf Saphir-Substrat. Exemplarisch sind drei mögliche Strompfade eingezeichnet. Die U-Charakteristik des Bauelementes wird durch den gemittelten Spannungsabfall über alle auftretenden Stromverläufe zwischen den beiden Kontakten bestimmt. Der Spannungsabfall eines beliebigen Strompfades setzt sich dabei aus den Beiträgen im p- und n-dotierten Bahnggebiet U_p, U_n , dem transparenten Kontakt $U_{transparent}$ sowie dem eigentlichen pn-Übergang $U_{junction}$ gemäß

$$U_{gesamt} = U_{transparent} + U_p + U_{junction} + U_n \quad (5.24)$$

zusammen [107]. Der Diodenübergang soll zunächst als ideal angenommen werden, sodass man nach Gleichung 5.9

$$U_{junction} = \frac{mk_B T}{q} \left(1 + \ln \frac{j}{j_0}\right) \quad (5.25)$$

erhält. Prinzipiell müssen für $U_{transparent}$, U_p und U_n laterale und vertikale Komponenten unterschieden werden. Aufgrund des Aspektverhältnisses typischer LED-Geometrien ($L, l \gg t_n, t_t$) und der zu erwartenden hohen Leitfähigkeit werden die vertikalen Lauflängen t_n, t_t der n-Schicht bzw. des transparenten Kontaktes vernachlässigt. Es sind jedoch bei den Kontakten die jeweiligen Kontaktwiderstände zu berücksichtigen, sodass sich für den transparenten p-Kontakt

$$U_{transparent} = j\rho_{c,p} + jt_t w \left(\frac{\rho_t l}{lw}\right) = j(\rho_{c,p} + \rho_t t_t) \quad (5.26)$$

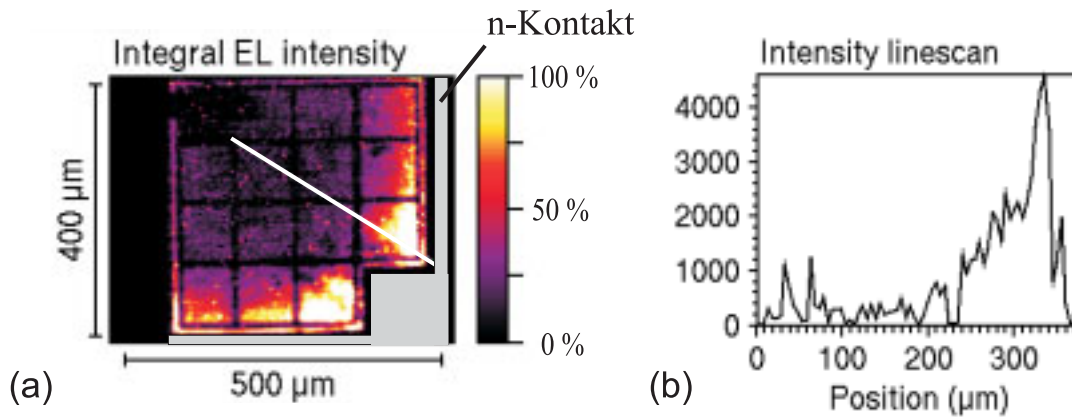


Bild 5.24. (a) Mit Hilfe von μ -Elektrolumineszenz gemessenes Intensitätsbild einer InGaN/GaN-LED mit semitransparentem p-Kontakt und netzförmiger Kontaktverstärkung. (b) Intensitätsprofil über den in (a) eingezeichnete Schnitt.

ergibt. Damit lässt sich Gleichung 5.24 umformulieren zu

$$U_{gesamt} = j(\rho_t l + \rho_{c,p} + \rho_p t_p) + \frac{mk_B T}{q} (1 + \ln \frac{j}{j_0}) + j(\rho_n(L - l) + \rho_{c,n}) \quad (5.27)$$

In den obigen Gleichungen stellen die Größen l und L Geometrieparameter gemäß Abbildung 5.25 dar, t_t und t_p repräsentieren die Schichtdicken des transparenten Kontaktes bzw. der p-GaN-Schicht, w die Tiefe des Bauelementes, $\rho_t, \rho_{c,p}, \rho_{c,n}$ die Kontaktwiderstände und ρ_n bzw. ρ_p die spezifischen Widerstände der entsprechenden Schichten. Theoretisch erhält man eine perfekt homogene Stromverteilung in der LED, wenn alle Strompfade einen identischen Spannungsabfall aufweisen. Als Grenzfall können die in Abbildung 5.25 eingezeichneten Strompfade A und B betrachtet werden. Für den Pfad A erhält man für $L \approx l$ gemäß Gleichung 5.27

$$U_A = j(\rho_t L + \rho_{c,p} + \rho_p t_p) + \frac{mk_B T}{q} (1 + \ln \frac{j}{j_0}) + j\rho_{c,n} \quad (5.28)$$

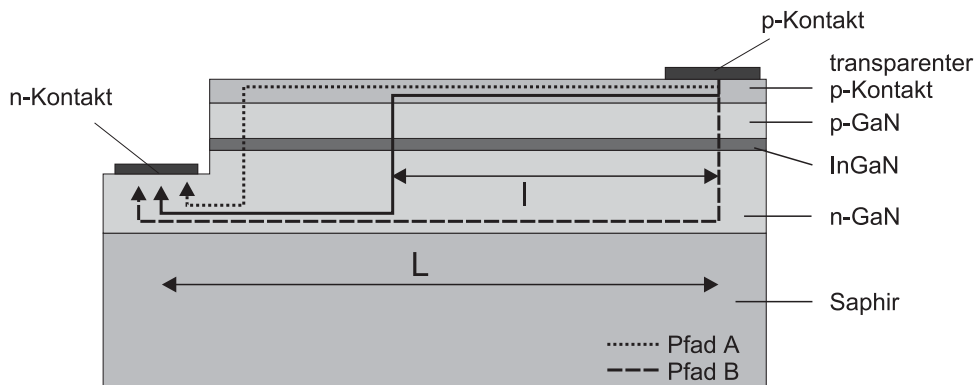


Bild 5.25. Querschnitt einer GaN-LED auf Saphir. Die IU-Charakteristik des Bauelementes ergibt sich aus Überlagerung verschiedener Strompfade.

Analog lässt sich der Spannungsabfall für Pfad B beschreiben als

$$U_B = j(\rho_{c,p} + \rho_p t_p) + \frac{mk_B T}{q} \left(1 + \ln \frac{j}{j_0}\right) + j(\rho_n L + \rho_{c,n}) \quad . \quad (5.29)$$

Für eine erste Betrachtung soll der semitransparente Kontakt zunächst als Äquipotentialfläche behandelt und die Kontaktwiderstände vernachlässigt werden. Dies ist aufgrund des geringen Kontaktwiderstandes für den n-Kontakt gerechtfertigt, für den p-Kontakt im jeweiligen Fall zu verifizieren. Durch Vergleich der Gleichungen 5.28 und 5.29 erhält man die Bedingung:

$$\rho_n L \ll \rho_p t_p + \frac{mk_B T}{jq} \left(1 + \ln \frac{j}{j_0}\right) \quad . \quad (5.30)$$

Ist die n-Leitfähigkeit also groß genug, um die Bedingung 5.30 zu erfüllen, so besitzen alle Strompfade annähernd den gleichen Widerstand. Die Stromdichte sowie die Intensität der Lichtemission sind damit gleichmäßig über die Mesafläche der LED verteilt. Ist die Leitfähigkeit des n-dotierten GaN nicht ausreichend, so wird der Strompfad A die Verteilung dominieren. Für diesen Fall kommt es zu einer lokalen Stromdichtekonzentration und die Gebiete höherer EL-Intensität reduzieren sich auf Mesa-Gebiete nahe dem n-Kontakt wie in Abbildung 5.24 dargestellt. Über eine längere Betriebsdauer der LED betrachtet ist dieser Effekt in der Regel selbstverstärkend, da sowohl der Serienwiderstand als auch der Spannungsabfall am pn-Übergang mit höherer Stromdichte infolge lokaler Temperaturerhöhung und größerer Ladungsträgerkonzentration sinkt. Der beobachtete Effekt setzt zum einen die Lebensdauer der Bauelemente generell herab, zum anderen erschwert er eine zuverlässige Bestimmung der LED-Lebensdauer, da die Defektgenerationsrate und -ausbreitung infolge der inhomogenen Verteilung nur schlecht erfasst werden kann [108]. Unabhängig davon spiegelt sich die Inhomogenität auch im Fernfeld der LED-Emission wider. Aus Gleichung 5.30 lässt sich erkennen, dass für einen wachsenden Abstand L zwischen n- und p-Kontaktpad die homogene Stromverteilung immer höhere Leitfähigkeiten im n-GaN erfordert. Da der maximal erreichbaren n-Leitfähigkeit, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, wachstumstechnische und physikalische Grenzen gesetzt sind, muss für Chipgeometrien mit Kantenlängen größer $500 \mu\text{m}$ auf eine Interdigitalstruktur übergegangen werden. Die sich verzahnenden Kontaktgeometrien in Abbildung 5.26 erlauben Strukturen mit mehreren Millimeter Kantenlänge und homogener Stromverteilung [109]. Die Querschlusswiderstände werden dabei durch die fingerförmigen Kontaktverstärkungen reduziert.

Genau betrachtet, gilt die obige Behandlung des semitransparenten Kontaktes als Äquipotentialfläche nur für relativ dicke Kontakte bzw. im Falle von NiO/Au-Metallisierungen für Kontakte mit hohem Au-Anteil. Wegen der zur verbesserten Lichtauskopplung nötigen Transparenz des Kontaktes werden in der Praxis, wie bereits oben erwähnt, möglichst dünne, Au-arme Metallisierungen eingesetzt. Analog zu Gleichung 5.30 lässt sich für den Querleitungswiderstand des transparenten Kontaktes als Bedingung

$$\rho_t L \ll \rho_p t_p + \frac{mk_B T}{jq} \left(1 + \ln \frac{j}{j_0}\right) \quad (5.31)$$

herleiten [108]. Für den Fall, dass die Kontaktleitfähigkeit die Limitierung des Bauelementes darstellt, wird eine Stromdichtekonzentration um das p-Kontaktpad beobachtet. Dies

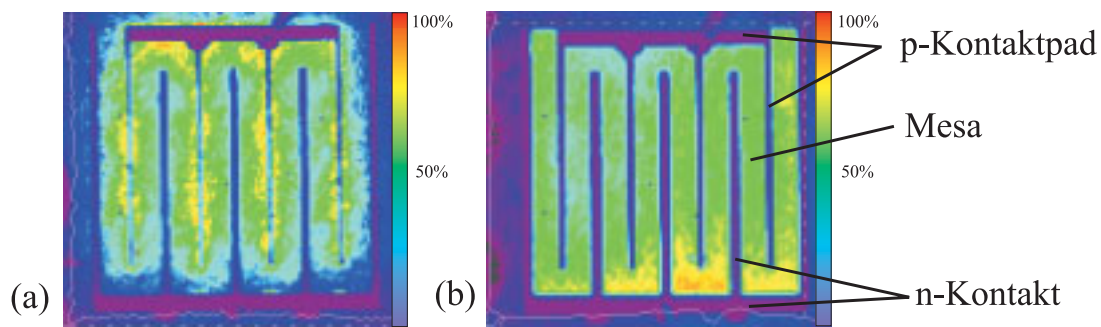


Bild 5.26. Elektrolumineszenz einer 1x1 mm großen InGaN-MQW-LED, prozessiert als Interdigitalstruktur. Die gelben bzw. roten Bereiche repräsentieren Gebiete höchster Intensität. Für semitransparente Kontaktmetallisierungen aus (a) 4 nm Pd bzw. (b) 4/4 nm Pd/Au ergeben sich unterschiedliche Intensitätsverteilungen.

ist in Abbildung 5.26 ersichtlich, wo das EL-Intensitätsbild einer InGaN/GaN-MQW-LED mit einer Kantenlänge von 1 mm dargestellt ist. Abbildung (a) und (b) sind Bauelemente des gleichen Wafers, welche mit 4 nm dicken Pd bzw. 4/4 nm dickem Pd/Au-Kontakt prozessiert wurden. Die gelben bzw. roten Bereiche repräsentieren Gebiete höchster EL-Intensität. Offensichtlich ist die Querleitfähigkeit des 4 nm dicken Pd-Kontaktes aufgrund der geringen Schichtdicke nicht ausreichend für eine effektive Stromaufweitung. Man erkennt Strombündelung bzw. Intensitätsmaximima an den Fingern der Kontaktverstärkung. Die LED mit dem 4/4 nm dicken Pd/Au-Kontakt zeigt sehr viel homogenere Emission über die Mesa mit leicht erhöhter Intensität an den Fingerspitzen. Hier stellt die Leitfähigkeit des n-dotierten GaN die limitierende Größe dar.

5.4 LEDs in Flip-Chip-Montage

Zur Maximierung der optischen Ausgangsleistung bietet sich die Montage von LEDs auf einer Wärmesenke mit der Kontaktfläche nach unten (*junction-side down, Flip-Chip*) an. Da die aktive Zone nur 300 nm unter dem p-seitigen Kontakt liegt, kann die generierte Wärme direkt in das Trägersubstrat abfließen und man erhält eine effiziente Wärmeankopplung des Bauelementes. Das Licht wird zudem auf der Substratrückseite ausgekoppelt, sodass der semitransparente Kontakt durch einen möglichst hoch reflektierenden p-Kontakt ersetzt werden kann. Die untersuchten LEDs wurden wie in Kapitel 4.2.4 beschrieben mittels Pb/Sn-Lot auf einen Si-Träger aufgebracht. Anders als in Bild 4.7 dargestellt, wurden die LEDs im vorliegenden Fall dabei nicht als Streifen sondern als Einzelbauelemente montiert. Als p-Kontakt diente eine 20/300 nm dicke Ni/Au-Metallisierung. Die einzelnen Bauelemente wurden vor und nach der Montage bezüglich ihrer elektrischen und optischen Kennlinien vermessen. Abbildung 5.27 zeigt die Strom-Spannungskennlinien eines Bauelementes vor und nach dem Aufbau auf den Si-Träger. Es ist zu sehen, dass durch den Lötvorgang ein paralleler Strompfad entsteht, welcher sich in einer Sperrstromerhöhung bei $U = -5\text{ V}$ von $2,4 \cdot 10^{-5}\text{ A}$ auf $3,3 \cdot 10^{-5}\text{ A}$ bemerkbar macht und das Kennlinienverhalten für kleine Ströme in Vorwärtsrichtung bestimmt. Der

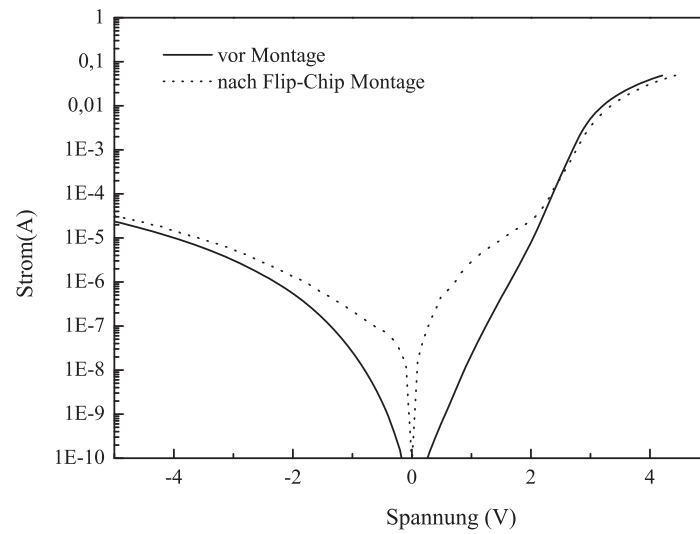


Bild 5.27. Vergleich der IU-Kennlinie einer LED vor und nach Montage in Flip-Chip-Konfiguration. Der erhöhte Sperrstrom für die montierte LED ist auf einen Löt-induzierten parallelen Strompfad zurückzuführen. Der reduzierte Diodenstrom in Vorwärtsrichtung ist Folge von Zuleitungswiderständen auf dem Si-Träger.

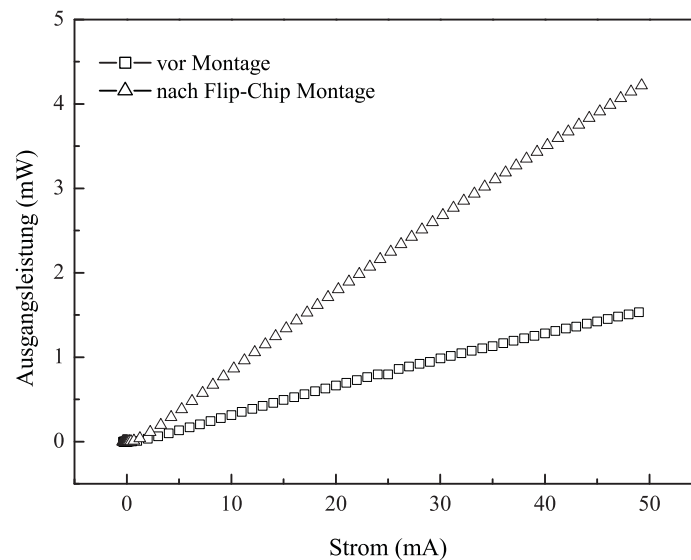


Bild 5.28. Ausgangsleistung einer $5x\text{InGaN}/\text{GaN}$ -MQW-LED mit Emissionsmaximum bei 430 nm vor und nach Montage in Flip-Chip-Konfiguration. Durch Aufbau der LED erhält man eine Steigerung der Ausgangsleistung um den Faktor 2,7 auf 4,2 mW bei einem Strom von 50 mA.

reduzierte Diodenstrom der Flip-Chip-LED in Vorwärtsrichtung lässt sich durch die Zuleitungswiderstände auf dem isolierenden Si-Trägersubstrat erklären, da die aufgetragenen Zuleitungen aus einer nur ca. 300 nm dicke Goldschicht bestehen. Abbildung 5.28 zeigt die optische Ausgangsleistung der LED vor und nach der Montage in Abhängigkeit des Stromes. Man beobachtet eine deutliche Steigerung um den Faktor 2,7. Die nahezu gleiche Verbesserung um den Faktor 2,8 wird auch beim externen Quantenwirkungsgrad erreicht. Der maximale externe Wirkungsgrad steigt von 0,95% auf 2,9% für die Flip-Chip-LED an (vgl. Abbildung 5.29). Die erzielten relativen Verbesserungen sind vergleichbar mit Werten aus der Literatur, wo eine Steigerung um das 2,4-fache der Ausgangsleistung berichtet wird [110]. Die Verbesserungen lassen sich dabei auf mehrere Punkte zurückführen:

- Der reduzierte thermische Widerstand der Flip-Chip-Konfiguration lässt gemäß Kapitel 6.3.2 eine um ca. 30 K geringere Temperatur der aktiven Zone und damit einen höheren internen Quantenwirkungsgrad erwarten.
- Da beide LEDs für die Messungen nicht mit einer Vergussmasse versehen wurden, liegt für die substratseitige Emission der montierten LED durch den Saphir ein kleinerer Brechungsindexsprung ($n_{\text{Saphir}}/n_{\text{Luft}} \approx 1,7$) vor als bei Emission an der GaN-Oberfläche ($n_{\text{GaN}}/n_{\text{Luft}} \approx 2,4$) unter Vernachlässigung des semitransparenten Kontaktes). Damit vergrößert sich der Konus, unter welchem Licht ohne Auftreten von Totalreflektion aus dem Bauelement ausgekoppelt werden kann.
- Ein semitransparenter Kontakt, welcher aufgrund seiner nicht idealen Transmissions-eigenschaften ein Teil des Lichtes an der Emissionsoberfläche absorbiert, entfällt.
- Die Messung an der nicht aufgebauten LED erfolgt an einem p-seitigen Vollkontakt, welcher ein Teil des Lichtes abschattet.

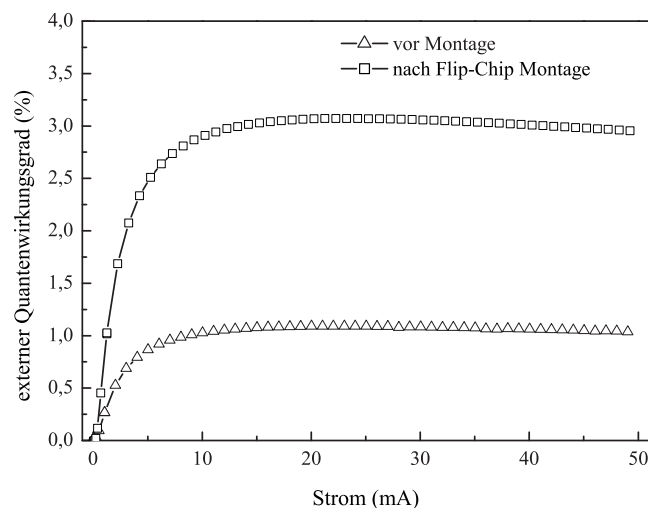


Bild 5.29. Externe Quanteneffizienz in Abhängigkeit des Diodenstromes für eine 5xInGaN/GaN-MQW-Diode vor und nach der Montage.

Die maximal beobachtete Ausgangsleistung der LED in Flip-Chip-Konfiguration betrug 4,2 mW bei einem Diodenstrom von 50 mA. In der Literatur berichtete Bestwerte für vergleichbare LED-Geometrien sind 14 mW bzw. 15,6 mW bei einem Strom von 20 mA [110, 111]. Die hohen Ausgangsleistungen der Literatur sind jedoch nicht allein auf die Montage zurückzuführen. Vielmehr handelt sich bei diesen Bauelementen um LED-Strukturen auf versetzungsreduziertem ELOG-GaN.

5.5 Ortsaufgelöste Elektrolumineszenz

Elektrolumineszenz ist neben Ausgangsleistung und Kennlinienverhalten die wichtigste Kenngröße für Leuchtdioden. Die Messungen sind in der Regel zerstörungsfrei und gewähren, wie in Kapitel 5.2 beschrieben, ersten Einblick in das Rekombinationsverhalten der Struktur. Im allgemeinen wird jedoch nur die über das gesamte Bauelemente integrierte Emission betrachtet. Durch Übergang zu ortsaufgelösten Messungen erhält man, wie im vorangegangenen Kapitel bereits gezeigt, eine Reihe weiterer Informationen, welche für die epitaktische Optimierung und Verbesserung des Bauelementdesigns herangezogen werden können:

- Eine unmittelbare Korrelation zwischen morphologischen und optischen Eigenschaften am selben Ort ist möglich.
- Durch Epitaxie oder Prozessierung induzierte Inhomogenitäten werden visualisiert und ihr Einfluss auf das Emissionsverhalten des Bauelementes lässt sich untersuchen.
- Durch die laterale Intensitätsverteilung über das Bauelement kann die Stromverteilung betrachtet werden.

Das verwendete Rasterelektrolumineszenzmikroskop (*scanning μ -EL*) wurde im Rahmen einer Promotion an der Universität Magdeburg entworfen und in Zusammenarbeit mit der Abteilung Optoelektronik anhand einer InGaN-DH-LED erstmalig vorgestellt [112]. Es basiert auf einem modifizierten UV-Mikroskop (Zeiss Axiotron2, MPM400/800) und verwendet UV-Objektive 40- und 50-facher Vergrößerung mit großem Arbeitsabstand. Zum Abtasten wird die Probe in der Fokusebene des Objektivs durch einen Piezo- bzw. einen motorgetriebenen Translationstisch verschoben. Die detektionsseitige Ortsauflösung wird durch die Objektivvergrößerung und den Durchmesser der verwendeten Messblende bestimmt. Bei einem Objektiv mit 50-facher Vergrößerung und kleinster Messblende von 0,05 mm ergibt sich eine Ortsauflösung von etwa $1\mu\text{m}$. Das gesammelte Licht wird über eine Faser in ein Spektrometer eingekoppelt und mittels einer stickstoffgekühlten CCD-Kamera detektiert. Die erreichbare spektrale Auflösung des μ -EL-Systems wird zu 0,5 nm abgeschätzt. Die Messung erfolgt Rechner gesteuert und umfasst typischerweise ein Raster von 128 x 100 Punkten. Dabei wird für jeden Punkt des abgetasteten Gebietes ein komplettes EL-Spektrum aufgenommen. Nach Beenden des Rasterns erhält man einen 3-dimensionalen Datensatz $I_{EL}(x, y, \lambda)$, aus welchem verschiedene Auftraggungen extrahiert werden können. Typischerweise handelt es sich dabei um die örtliche

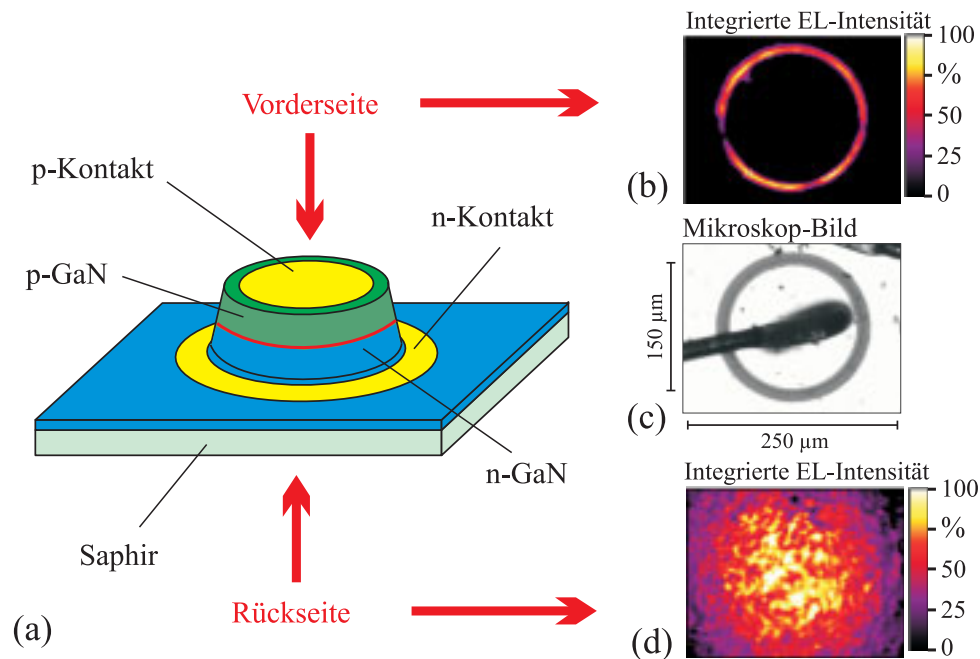


Bild 5.30. (a) Prinzipieller Aufbau der untersuchten Zirkular-LED sowie (c) Kamerabild der Kontaktstruktur. Die weiteren Bilder zeigen (b) die Intensitätsverteilung der Vorderseite sowie (d) der Rückseite für eine Stromdichte von 318 A/cm^2 . Aufgrund der nicht transparenten Kontakte kommt es beim Emissionsbild der Vorderseite zur Abschattung.

Verteilung der Helligkeit und des spektralen Emissionsmaximums. Für die Intensitätsverteilung erfolgt an jeder Position die Integration über das Spektrum innerhalb wählbarer Grenzen. In Abbildung 5.30 ist der Aufbau und die Geometrie der untersuchten InGaN-LEDs dargestellt. Es handelt sich dabei um eine radial symmetrische LED, welche aus einem mittigen p-Kontakt und einem zirkular umgebenden n-Kontakt besteht. Der Schichtaufbau beinhaltet $2 \mu\text{m}$ undotiertes GaN, gefolgt von $1 \mu\text{m}$ GaN:Si und einer 5-fachen InGaN/GaN-MQW-Struktur. Die p-leitende Seite wird gebildet von einer ca. 100 nm dicken AlGaIn:Mg-Barriere deren Al-Gehalt nominell 7% beträgt und 300 nm p-dotiertem GaN. Die freien Ladungsträgerkonzentrationen liegen im n-Gebiet bei ca. $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $p = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für das Mg-dotierte GaN. Die Untersuchung mittels μ -Elektrolumineszenz erfolgte sowohl rückseitig durch das transparente Saphirsubstrat (Abbildung 5.30(d)) als auch frontseitig (Abbildung 5.30(b)). Wie das Intensitätsbild in Abbildung 5.30(b) zeigt, wird auf der Vorderseite ein Großteil des Lichtes durch die nicht transparenten Kontakte abgeschattet. Da front- und rückseitige Emission bezüglich Wellenlängenverschiebung und Emissionsverteilung gleich verhalten, wird für eine genauere Betrachtung der InGaN-MQW-LED im folgenden die besser zugängliche Rückseitenemission herangezogen. In Abbildung 5.31(d)-(f) ist die spektral- und ortsaufgelöste Elektrolumineszenz, gemessen durch das Saphirsubstrat für verschiedene elektrische Anregungsdichten dargestellt. Die Bilder zeigen dabei von oben nach unten das integrale Spektrum, die örtliche Helligkeitsverteilung, die Verteilung des spektralen Emissionsmaximums sowie das ermittelte Wellenlängenhistogramm der jeweiligen Strom-

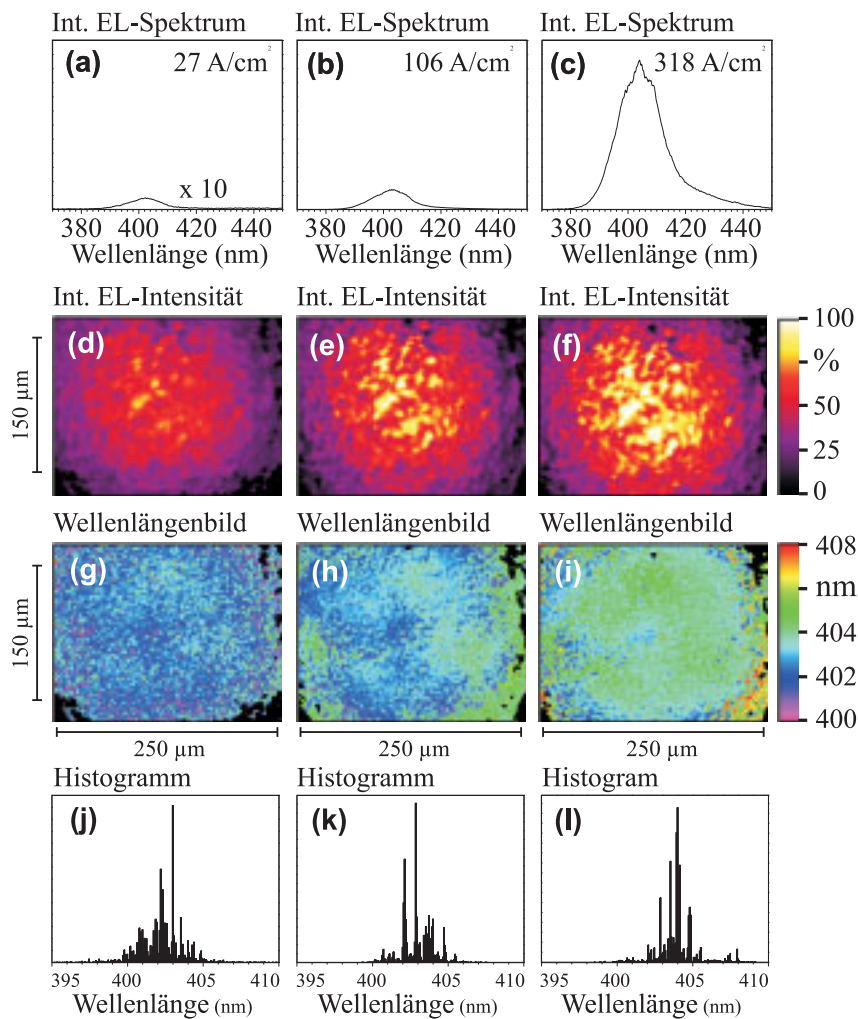


Bild 5.31. Spektral und orts aufgelöste Elektrolumineszenz einer zirkularen InGaN/GaN-MQW-LED, gemessen durch das Saphirsubstrat. Die Spalten repräsentieren verschiedene elektrische Anregungsdichten, die Zeilen zeigen das integrale Spektrum der Anregungsdichte, die örtliche Helligkeitsverteilung, das spektrale Emissionsmaximum sowie das ermittelte Wellenlängenhistogramm der jeweiligen Stromdichte.

dichte. Die Helligkeitsverteilungen zeigen Intensitätsfluktuationen, welche aufgrund einer inhomogenen Stromverteilung sowie lokal verteilten nichtstrahlenden Rekombinationszentren verursacht werden können. Unzulänglichkeiten im legierten p-Kontakt werden als Hauptursache für die inhomogene Stromverteilung vermutet. Darüberhinaus kann sich in der beobachteten Intensitätsverteilung die in Kapitel 2.2.4 beschriebene kolumnare Wachstumsstruktur des GaN widerspiegeln. Mit steigender Stromdichte wird eine größere Anzahl von Ladungsträgern injiziert. Dadurch reduziert sich der Einfluss des p-Kontaktes und etwaige nichtstrahlende Rekombinationszentren können abgesättigt werden. Als Folge dessen vergrößern sich die Gebiete hoher Intensität und gewinnen an Homogenität. Im Wellenlängenhistogramm wird mit wachsendem Diodenstrom hauptsächlich eine Rotverschiebung infolge ohmscher Erwärmung des Bauelementes beobachtet. Zwischen 5 mA

(27 A/cm^2) und 60 mA (318 A/cm^2) kommt es zu einem Wellenlängendrift von etwa 3 nm (Abbildung 5.31(j)-(l)). Die korrespondierenden ortsaufgelösten Wellenlängenbilder zeigen erwartungsgemäß eine konzentrische Verschiebung der Wellenlängen von 402 nm im äußeren Bereich zu 405 nm unter dem Kontakt, wo die höchste Stromdichte auftritt. Gemäß des in Kapitel 6.2.1 beschriebenen Verfahrens lässt sich anhand von Einzelspektren ein Temperaturgradient von ca. 40 K bestimmen. In Abbildung 5.32 lässt sich eine ca. $40 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$

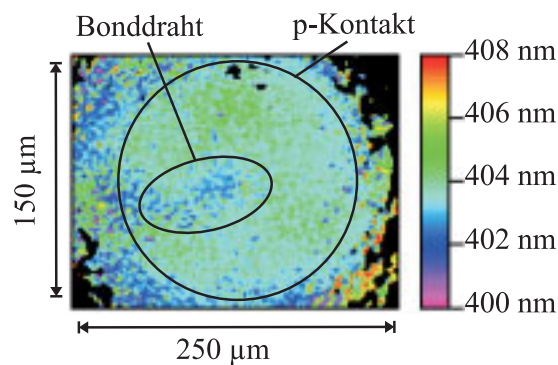


Bild 5.32. Verteilung der Emissionswellenlängen einer InGaN/GaN-MQW-LED unter dem p-Kontakt. Im Bereich des Bondes erhält man eine Blauverschiebung, welche mit einer reduzierten pn-Übergangstemperatur korreliert. Der Bonddraht wirkt als Wärmesenke.

große ovale Fläche unter dem Kontakt erkennen, welche kürzere Emissionswellenlängen und damit geringere pn-Übergangstemperaturen besitzt. Der Vergleich mit der Bauelementgeometrie zeigt, dass die Fläche mit der Position des Bonddrahtes zusammenfällt. Wie in Kapitel 6.3 noch genauer diskutiert wird, wirkt der Bonddraht als Wärmesenke und erzeugt lokal einen Temperaturgradienten.

Selbst für den thermisch bedingten lokalen Wellenlängendrift zeigt die untersuchte MQW-LED gute Wellenlängenhomogenität. Betrachtet man die gemittelten Einzelspektren bei einer Anregungsleistung von 318 A/cm^2 , so ergibt sich eine Emissionswellenlänge von $404,2 \text{ nm}$ und eine mittlere Halbwertsbreite (FWHM) von $15,4 \text{ nm}$ bei geringen Standardabweichungen von $0,6 \text{ nm}$ bzw. $0,7 \text{ nm}$. Die Standardabweichung der Emissionswellenlänge kann dabei als Maß für die makroskopische In-Fluktuation oder Waferhomogenität betrachtet werden. Die FWHM-Verteilung der Einzelspektren gibt Aufschluss über die Homogenität der In-Cluster auf mikroskopischer Skala. Die geringe Standardabweichung in letzterem Fall ist durch den insgesamt niedrigen In-Gehalt der aktiven Schicht zu erklären. Für den langwelligeren Emissionsbereich ist sowohl ein Ansteigen der Halbwertsbreite als auch der zugehörigen Abweichung zu erwarten.

Zu höheren Anregungsdichten hin erscheint im integralen EL-Spektrum eine Modulation des Emissionpeaks sowie eine schwache Lumineszenzschulter bei 430 nm (Abbildung 5.31(c)). Zwar zeigen die zugehörigen Einzelspektren eine leichte Fluktuation der Emissionswellenlänge, jedoch ist infolge des geringen In-Anteils keine deutliche Phasenseparation zu erkennen (Abbildung 5.31(i)). Da die Modulation bei frontseitiger Detektion nicht beobachtet wird, kann davon ausgegangen werden, dass die Modulation infolge Interferenzen an den GaN/Saphir/Luft-Grenzflächen verursacht wird. Die schwache Lumineszenzbande bei 430 nm ist durch Rekombination im p-GaN zu erklären. Mit wachsender Stromdichte

und steigender Bauelementtemperatur erfolgt eine Delokalisierung der Ladungsträger im Quantentrog, da vermehrt Elektronen die AlGa_N-Barriere thermisch überwinden und im p-GaN rekombinieren. Da die Emission bei 430 nm keinerlei lokale Inhomogenitäten aufweist, kann davon ausgegangen werden, dass strukturelle Defekte bei diesem Leckstrom eine untergeordnete Rolle spielen. Eine Verbesserung des Ladungsträgerconfinements in der vertikalen Schichtstruktur lässt sich für die Zukunft durch eine höhere AlGa_N-Barriere realisieren.

5.6 Umsetzung der Erkenntnisse in industrieller Umgebung

Die im Rahmen der Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Ergebnisse bildeten die wertvolle Basis für die Weiterentwicklung der LEDs in industrieller Umgebung. Hier sollen nur kurz einige der Fortschritte aufgezeigt werden, welche sich durch konsequente Versetzungsreduktion sowie Optimierung der aktiven Zone und des Dotierprofils realisieren lassen. Die Epitaxie der LED-Strukturen erfolgt dabei ebenfalls auf MOCVD-Anlagen. Die vertikale Bauelementstruktur der in Abbildung 5.33 dargestellten LED basiert auf 4 μm dickem undotiertem GaN sowie 1 μm dickem Si-dotiertem GaN. Die aktive Zone besteht aus einer 5xInGa_N/Ga_N-QW-Struktur, welche p-seitig von 100 nm dickem Ga_N:Mg bedeckt wird. Zum besseren Vergleich wird für die Versetzungsreduktion der produktionstechnisch hergestellten LED nicht auf ein ELOG-Verfahren, sondern auf Wachstumsoptimierung der Nukleationsschicht und Ga_N-Pufferschicht zurückgegriffen. *Etch pit density*-Untersuchungen in der Abt. Optoelektronik an solchen Strukturen zeigen Versetzungsdichten von $2 - 4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Die in Kapitel

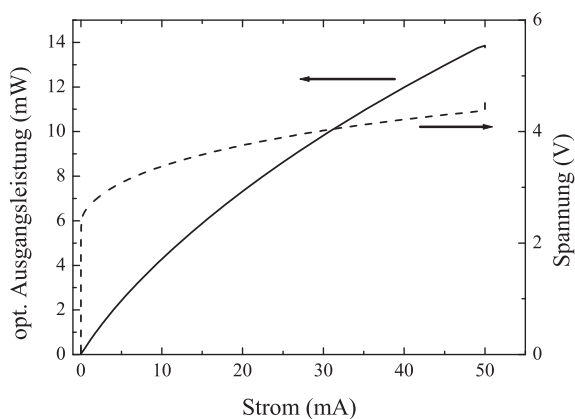


Bild 5.33. UIP-Charakteristik einer 5xInGa_N/Ga_N-MQW-LED. Die optische Ausgangsleistung bei einem Strom von 20 mA beträgt 7,4 mW.

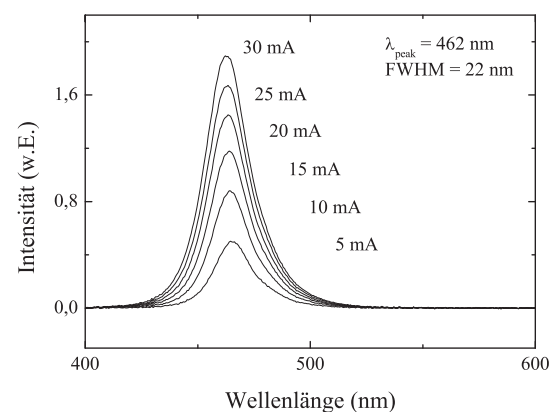


Bild 5.34. Zugehörige Emissionsspektren der LED bei Betriebsströmen zwischen 5 und 30 mA.

5.2.2 vorgestellten Strukturen wiesen hingegen Versetzungsdichten von $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf. In Abbildung 5.33 ist die Strom-Spannungs-Charakteristik sowie die optische Ausgangsleistung der oben beschriebenen 5xInGaN/GaN-QW-LED in gekapseltem Zustand dargestellt. Abbildung 5.34 lässt sich zudem das spektrale Emissionsverhalten der LED bei verschiedenen Betriebsströmen zwischen 5 und 30 mA entnehmen. Da ein Großteil der hergestellten LEDs Anwendung in Displays finden, liegt die dominante Emissionswellenlänge typischerweise zwischen 465 und 475 nm. Die stromabhängige Verschiebung der dominanten Wellenlänge beträgt zwischen 2 und 20 mA weniger als 2 nm, die spektrale Halbwertsbreite (FWHM) besitzt einen Wert von 22 nm. Obwohl im vorliegenden Fall auf eine p-dotierte AlGaIn-Schicht als Elektronenbarriere verzichtet wird, zeigen Untersuchungen, dass auch für Diodenströme größer 200 mA keine strahlenden Übergänge im Mg-dotierten GaN zu beobachten. Für Strukturen mit Emissionswellenlängen über 440 nm lässt sich bei sehr guter Grenzschichtqualität auch ohne Elektronenbarriere ein ausgezeichnetes Ladungsträgerconfinement in den Quantentöpfen erreichen. Erst bei UV-naher bzw. UV-Emission zeigen AlGaIn-Barrieren Vorteile. Für die optische Ausgangsleistung erhält man 7,4 mW bei einem Diodenstrom von 20 mA bzw. 13,9 mW bei 50 mA. Das sublineare Verhalten der Ausgangsleistung ist auf thermische Sättigungseffekte zurückzuführen, welche durch den relativ hohen thermischen Widerstand des Leadframe-Packages von ca. 200 K/W verstärkt werden. Großflächige Chips mit verbesserter thermischer Montage, welche bei zehnfach höherer Bestromung noch kein Sättigungsverhalten der optischen Ausgangsleistung zeigen, sind Gegenstand derzeitiger Entwicklung.

Kapitel 6

Temperaturbestimmung an GaN-LEDs

Durch verbesserte epitaktische Materialqualität und Aufbautechnik konnte die externe Quanteneffizienz von GaN-LEDs über die letzten Jahre kontinuierlich gesteigert werden. Spitzenwerte werden in der Literatur für aufgebaute LEDs in Flip-Chip-Konfiguration berichtet und liegen zwischen 24 % und 30 % [111, 113]. Trotz dieser herausragenden Werte, sind sie damit immer noch deutlich unter den Bestwerten für LEDs im AlGaInP-System (40-50 %) [14, 97]. Zusammen mit der hohen Flussspannung, welche durch den größeren Bandabstand bedingt ist, führt dies bei GaN-LEDs zu einer höheren thermischen Belastung während des Betriebes. Die Bauelementerwärmung verursacht aufgrund der Temperaturabhängigkeit der internen Quanteneffizienz einen exponentiellen Ausgangsleistungsabfall mit steigender Temperatur. Darüberhinaus besitzen jedoch auch die auftretenden Degradationsmechanismen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. An GaN-basierenden Leuchtdioden werden verschiedene Ausfallmechanismen beobachtet, welche Elektromigration der Kontaktmetalle, Diffusion des Dotierprofils, Generation oder Wanderung von Kristalldefekten sowie Degradation des Gehäuses umfassen [114, 115, 1, 116]. Beim letzten Punkt spielen Eintrübungen des Kunststoffes infolge von hohen Temperaturen oder permanenter hochenergetischer UV-Strahlung eine Rolle. Zudem kann es bei Kontraktion des Kunststoffes zu kleinen Luftspalten zwischen Vergussmasse und Metallkörper der LED kommen, sodass der Chip nicht mehr gegenüber Luftfeuchtigkeit bzw. Oxidation geschützt ist. Kristallfehler können entweder bereits beim Wachstum, bei der anschließenden Prozessierung der Bauelemente oder während des Betriebes der Bauelemente selbst entstehen. Wie bereits in Kapitel 2.1.1 beschrieben, besitzen GaN, AlGaIn, InGaIn und Saphir sowohl unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten als auch verschiedene Gitterkonstanten. Die durch ohmsche Verluste entstehende Erwärmung erhöht die mechanischen Spannungen, welche bis zum Bruch des Kristalls [1] und damit zum Ausfall des Bauelements führen können. Als kritische Alterungsmechanismen gelten hauptsächlich die Bildung von Kristalldefekten in der aktiven Zone sowie Migration des Kontaktmetalls. Bei letzterem wandert das Kontaktmetall entlang von Hohlkernschraubenversetzungen, deren Durchmesser im nm-Bereich liegen. Während der Lebensdauer des Bauelements nimmt der Parallelwiderstand ab bis die Metallionen den pn-Übergang kurzschließen [117]. Es wurde dabei in Bereichen hoher Gitterfehlerdichte eine beschleunigte Migration beobachtet. Osinski et al. zeigten durch Strompulsmessungen, dass bei diesem Vorgang keine tiefen Störstellen entstehen und die Aktivierungsenergie für flache Störstellen konstant bleibt. Die Bildung von Kristalldefekten in der aktiven Zone, welche als nichtstrahlende Rekombinationszentren wirken (*dark spot defects*, DSD), wurde von Egawa et al. beschrieben [115, 118] und durch Ergebnisse von Cherns et al. gestützt [119]. Die Ausgangsleistung einer LED in Abhängigkeit der Betriebsdauer t kann durch

$$P = P_0 \exp(-\beta t) \quad (6.1)$$

beschrieben werden, wobei die Degradationsrate β gemäß Gleichung

$$\beta = \beta_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (6.2)$$

temperaturabhängig ist. Für verkapselte GaN-LEDs wurde eine relativ geringe Aktivierungsenergie von $E_a = 0,23$ eV [115] und β_0 mit 7 h^{-1} ermittelt, wodurch die dominierende Rolle dieses Degradationsmechanismus erklärt werden kann. Wegen der exponentiellen Temperaturabhängigkeit führen hohe pn-Übergangstemperaturen zu einem beschleunigten Degradationsverhalten. Es ist daher entscheidend, Zugang zur Sperrschichttemperatur der LEDs zu haben.

Die im Halbleiter in Wärme umgesetzte elektrische Leistung kann bei einer vollständig aufgebauten LED auf verschiedenen Pfaden an die Umgebung abgegeben werden. Wie in Abbildung 6.1 skizziert, kann Wärme sowohl über den Anode und Kathode definierenden Metallrahmen (*leadframe*) an die Wärmesenke abfließen, als auch ein Wärmeaustausch an der Oberfläche der Vergussmasse durch Konvektion stattfinden. Dementsprechend lässt sich für den stationären Zustand ein thermisches Ersatzschaltbild entwerfen, welches den Leadframe der LED durch eine serielle Anordnung von Wärmewiderständen und den Wärmekonvektionspfad durch einen Parallelwiderstand $R_{th,conv}$ berücksichtigt. Auch der Konvektionspfad besitzt dabei eine serielle Komponente $R_{th,dome}$, welcher den Einfluss der Vergussmasse darstellt. Der thermische Widerstand

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (6.3)$$

ist als Quotient der resultierenden Temperaturerhöhung und der in Wärme umgesetzten Leistung definiert. Der serielle Anteil

$$R_{th,serial} = R_{th,jl} + R_{th,lb} + R_{th,ba} \quad (6.4)$$

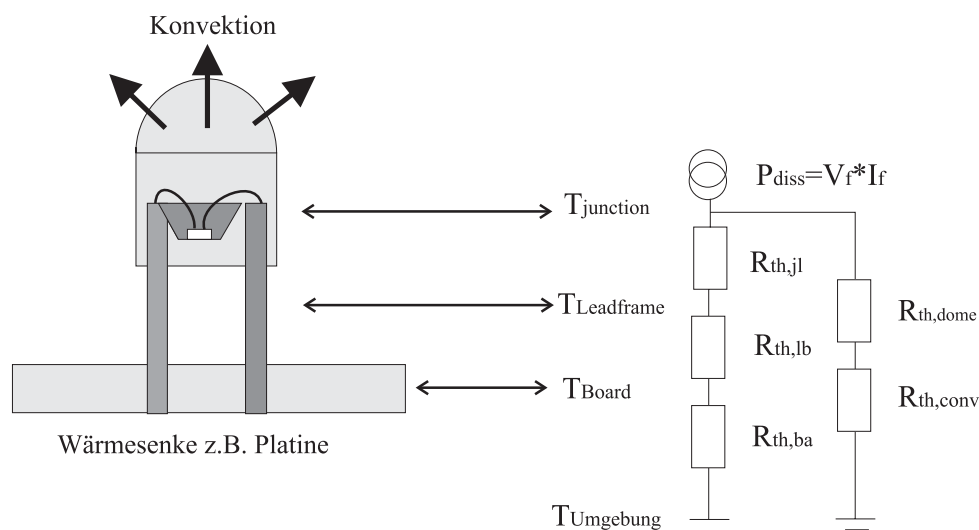


Bild 6.1. Schematische Darstellung einer aufgebauten LED und das zugehörige thermische Ersatzschaltbild.

setzt sich aus den thermischen Übergangswiderständen der Kombinationen Chip-Leadframe $R_{th,jl}$, Leadframe-Platine $R_{th,lb}$, Platine-Ambient $R_{th,ba}$ zusammen, welche durch die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Materialien sowie die Geometrie (Länge, Querschnitt) der Komponenten beeinflusst werden. Die Wärmemenge, die vom System über Konvektion abgegeben werden kann, ist durch die Oberfläche A , den Konvektionswärmeflusskoeffizienten h_{conv} und die resultierende Temperaturdifferenz zwischen Körper und Umgebung ambient bestimmt. Der Konvektionswärmeflusskoeffizient h_{conv} liegt für Luft bei Atmosphärendruck typischerweise bei 20-25 W/m²K. Für den Konvektionsbeitrag des Wärmewiderstandes gilt dann

$$R_{th,conv} = \frac{\Delta T}{Q_{conv}} = \frac{1}{h_{conv}A} \quad . \quad (6.5)$$

Die Temperatur des pn-Übergangs lässt sich bei bekanntem thermischen Widerstand abschätzen zu

$$T_{junction} = T_{ambient} + P_{diss}R_{th} \quad . \quad (6.6)$$

Im folgenden wird zunächst ein gebräuchliches Verfahren zur Bestimmung des thermischen Widerstandes von LEDs beschrieben, anhand dessen gemäß Gleichung 6.6 auf die Temperatur des Halbleiterchips geschlossen werden kann. Ausgehend von den Einschränkungen dieses Messverfahrens werden alternative Methoden zur Bestimmung der LED-Betriebstemperatur vorgestellt und die zugehörigen Messergebnisse diskutiert.

6.1 Bestimmung der Sperrschichttemperatur mit Hilfe des thermischen Widerstandes R_{th}

In Abbildung 6.2 ist der Aufbau zur Bestimmung des thermischen Widerstandes von gehäusten LEDs dargestellt. Das Bauelement wird dazu in eine definierte Umgebungstemperatur gebracht. Dies kann entweder mittels eines Ofens oder, wie in Abbildung 6.2 dargestellt, durch eine passend geformte Aluminium- oder Kupferkammer geschehen. Die Temperatur des Metallblocks kann über ein integriertes Heizelement und einen Temperatursensor präzise geregelt werden. Zur Bestimmung des thermischen Widerstandes wird die Temperaturabhängigkeit der Spannung bei definierten Diodenströmen benutzt. Die Ströme werden typischerweise im Bereich zwischen 50 μA und 1 mA bei einer Messzeit von kleiner 50 ms gewählt, sodass durch den Messstrom keine nennenswerte Erwärmung des Bauelementes erfolgt. Zwischen den Messungen muss gewährleistet sein, dass sich die Diode bzw. der pn-Übergang sich thermisch auf die vorgegebene Temperatur angleichen kann. Abbildung 6.3 zeigt die gemessene Spannung einer gehäusten 5xInGaN/GaN-LED auf 100 μm dickem Saphir für Testströme von 0,1 mA und 1 mA im Bereich von Raumtemperatur bis 120°C. Es sei betont, dass zum Aufnehmen der Kalibrationskurve die LED mit Ausnahme der kurzen Messintervalle nicht bestromt wird, d.h. sich der pn-Übergang bei der von außen definierten Temperatur befindet. Typischerweise lässt sich wie abgebildet das Spannungsverhalten im betrachteten Temperaturbereich linear nähern.

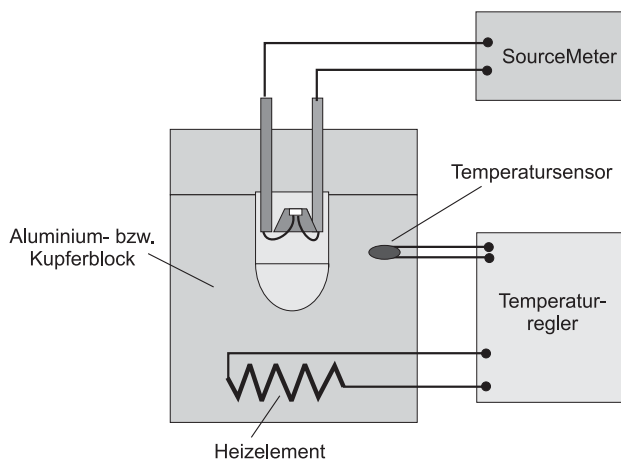


Bild 6.2. Aufbau zur Bestimmung des Temperaturwiderstandes R_{th} .

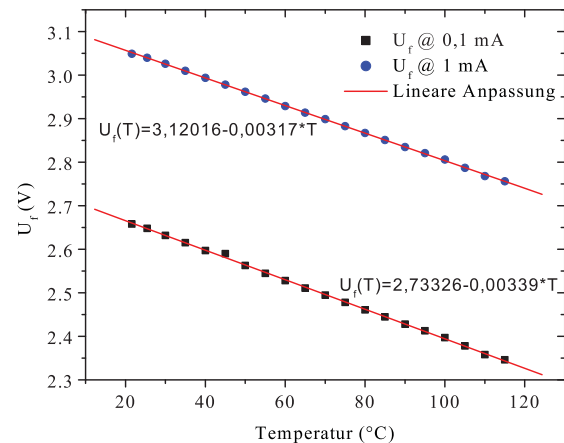


Bild 6.3. Kalibrationskurve zur Bestimmung des thermischen Widerstandes: Spannung einer gehäuseten GaN-LED (auf 100 μm Saphir) bei Strömen von 0,1 mA und 1 mA als Funktion der Temperatur.

Die LED kann nun dem Metallblock entnommen werden und wird unter den relevanten Umgebungsbedingungen (alleinstehend, auf Platine gelötet usw.) bei verschiedenen Strömen betrieben. Die Betriebsdauer bei den einzelnen Ströme ist dabei so zu wählen, dass das System thermisch eingeschwungen ist. Nach Erreichen des stationären Zustandes wird nun die Bestromung des Bauelementes kurz unterbrochen und die Spannung bei den oben definierten Messströmen ermittelt. Anhand der erstellten Kalibrationskurve lässt sich der gemessenen Spannung eine Bauelementtemperatur zuordnen und gemäß Gleichung 6.3 der thermischer Widerstand zum Bezugspunkt berechnen. Umgekehrt kann bei bekanntem thermischem Widerstand die am pn-Übergang anliegende Temperatur abgeschätzt werden. Für die oben beschriebene gehäusete InGaN/GaN-MQW-LED auf 100 μm dicken Saphir lassen sich anhand Abbildung 6.3 für Ströme zwischen 10 mA und 50 mA thermische Widerstandswerte von 240 K/W - 247 K/W bestimmen. Damit bewegt sich die typische Operationstemperatur des Bauelementes im nicht verlöteten Zustand zwischen 45 °C ($I = 20$ mA) und 82 °C ($I = 50$ mA) bei Raumtemperatur.

6.2 Alternative Methoden der Temperaturbestimmung

Die in Kapitel 6.1 vorgestellte Methode zur Bestimmung des thermischen Widerstandes ermöglicht eine erste Abschätzung der zu erwartenden pn-Übergang-Temperatur. Sie wird üblicherweise herangezogen, um für eine Applikation den maximalen Betriebsstrom bei vorgegebener Umgebungstemperatur und Wärmesenke zu dimensionieren. Aus folgenden Gründen sind jedoch alternative Methoden der Temperaturbestimmung erstrebenswert:

- Der thermische Widerstand R_{th} , setzt sich aus einem Netzwerk verschiedener Bei-

träge zusammen. Zum physikalischen Verständnis des Halbleiters ist jedoch eine Auftrennung von primärer Wärmequelle (LED-Chip) und Serienwiderstandskomponenten (Packaging, Montage) erstrebenswert.

- Soll die Bestimmung der LED-Junction-Temperatur nach vollzogenem Einbau in einem System erfolgen, erschweren die in Abbildung 6.2 gezeigte apparativen Randbedingungen die Temperaturbestimmung, da die LED entweder schlecht zugänglich ist oder eine thermische Ankopplung im Messsystem nicht gewährleistet werden kann.
- Ortsaufgelöste Messverfahren ermöglichen die Bestimmung einer Temperaturverteilung, welche als Vergleich bzw. Basis für thermische Berechnungen dienen können.

Im folgenden werden daher alternative Methoden zur Temperaturbestimmung vorgestellt, diskutiert und anschließend bezüglich ihrer Messergebnisse verglichen. Die Verfahren basieren dabei auf Anpassung des Elektrolumineszenzspektrums, Messung von Ramanstreuung sowie Finite Elemente Simulation.

6.2.1 Temperaturbestimmung anhand des Elektrolumineszenzspektrums

Prinzipiell kann die Temperaturbestimmung der aktiven Zone bzw. des pn-Überganges anhand des Elektrolumineszenz-Spektrums der LED erfolgen. Da der strahlende Rekombinationsmechanismus in der aktiven Zone ein Zweiteilchenprozess ist und sich die Teilchen statistisch unabhängig voneinander bewegen, ist die spektrale Intensität

$$I_{opt}(\hbar\omega) \sim N^{2DEG}(\hbar\omega - E_G^*) f_c(\hbar\omega, k_B T, E_{F,n}) (1 - f_v(\hbar\omega, k_B T, E_{F,p})) \quad (6.7)$$

proportional zum Produkt der Füllfunktion des Leitungsbandes f_c und des Valenzbandes $(1 - f_v)$, wobei E_G^* den effektiven Bandabstand und $\sim N^{2DEG}(\hbar\omega - E_G^*)$ eine kombinierte Zustandsdichte für Elektronen und Löcher darstellen [92]. Basierend darauf haben Zolina et al. für die normalisierte Intensität I_{opt} einer MQW-LED folgenden formellen Zusammenhang hergeleitet [92]:

$$\frac{I_{opt}(\hbar\omega)}{I_{opt,max}} = \frac{\left[1 + \exp\left(\frac{D}{E_0}\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{-\frac{D}{m^*} - \Delta E_{F,n}}{k_B T}\right)\right]}{\left[1 + \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_{max} - D}{E_0}\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{\hbar\omega - E_{max} - D - \Delta E_{F,n}}{m^* k_B T}\right)\right]} \cdot \frac{\left[1 + \exp\left(\frac{E_{max} + \Delta E_{F,n} - qU + \frac{D}{m^*}}{k_B T}\right)\right]}{\left[1 + \exp\left(\frac{\hbar\omega + \Delta E_{F,n} - qU - \frac{\hbar\omega - E_{max} - D}{m^*}}{k_B T}\right)\right]} \quad (6.8)$$

D repräsentiert dabei die Differenz zwischen Bandabstand E_G^* und der Peakenergie des Spektrums E_{max} , E_0 einen temperaturunabhängiger Parameter der Zustandsdichte, m^* das Verhältnis der effektive Massen und $\Delta E_{F,n}$ die Differenz zwischen dem Quasi-Fermi-niveau der Elektronen und der Bandkante des Leitungsbandes. U ist der Spannungsabfall

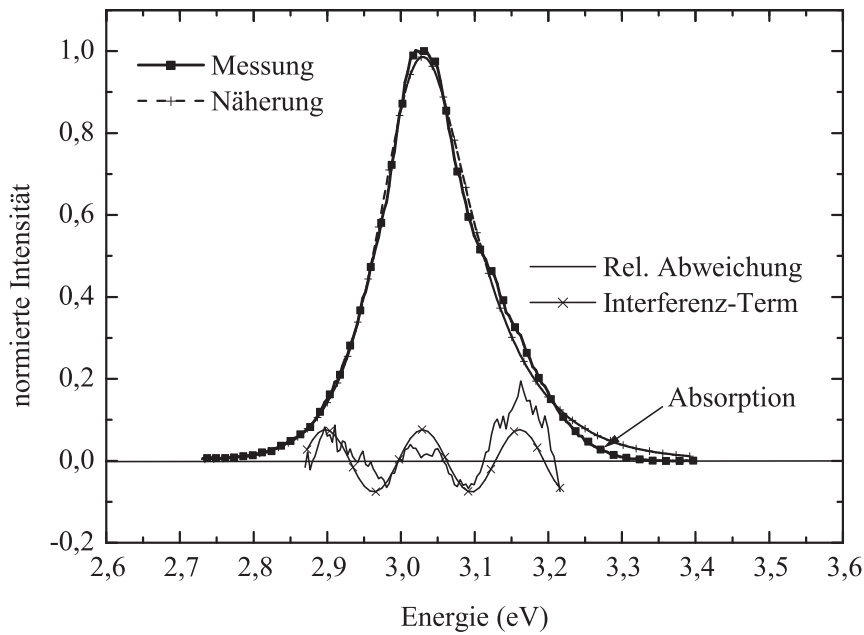


Bild 6.4. *least square fit* des gemessenen EL-Spektrums einer InGaN/GaN-MQW-LED mit einer Funktion gemäß Gleichung 6.8. Die Kurve im unteren Bereich repräsentiert die Abweichung zwischen Messung und Näherung. Sie lässt sich durch einen Interferenzterm beschreiben [92].

über der aktiven Zone und kleiner als der externe Spannungsabfall über die pn-Diode, da die ohmschen Verluste in den Bahngebieten berücksichtigt werden müssen. Durch Gleichung 6.8 lässt sich das Elektrolumineszenzspektrum der LED vollständig beschreiben, problematisch ist jedoch dabei, dass die Parameterwerte m^* , D , E_0 und ΔE_{Fn} auf experimentellem Weg entweder gar nicht oder nur mit sehr hohem Aufwand zugänglich sind. In Abbildung 6.4 ist beispielhaft eine normierte Messkurve und ihre Approximation mittels eines *least square fit* nach Gleichung 6.8 dargestellt. Im unteren Teil des Bildes ist die Abweichung zwischen gemessenem Spektrum und der approximierten Kurve aufgetragen. Die sich ergebende Kurve kann durch einen Interferenz-Term mit Amplitude a

$$\frac{I}{I_A} \sim a \left(1 + \cos \left(2\pi \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\Delta\lambda} \right) \right) \quad (6.9)$$

genähert werden. Als Ursache der Abweichung gelten Interferenzeffekte im Wellenleiter bzw. im Substrat [92].

6.2.2 Temperaturbestimmung mittels Ramanspektroskopie

Als unabhängige zweite Methode zur Temperaturbestimmung wurde Ramanspektroskopie der LEDs herangezogen. Auf den Halbleiterkristall einfallendes Licht wird dabei inelastisch an Phononen gestreut, wobei das reflektierte Licht dem Energieerhaltungssatz folgend die

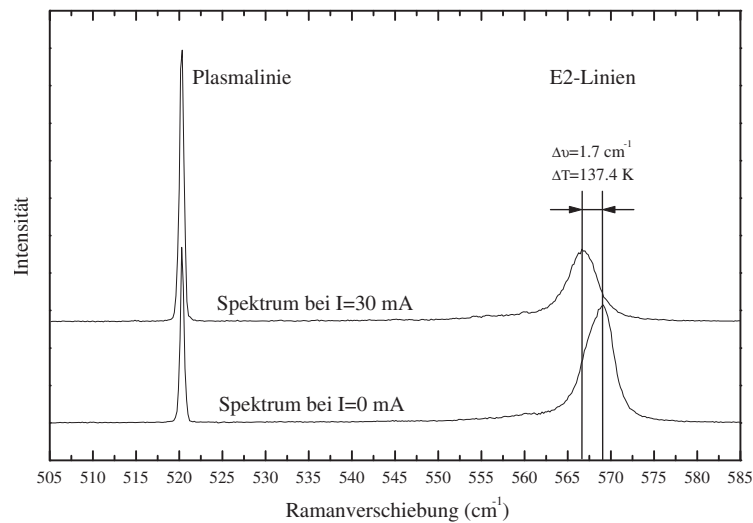


Bild 6.5. Bestimmung der Temperatur aus dem Ramanspektrum.

Wellenlänge verändert. Um die Temperatur mittels Ramanstreuung zu bestimmen, kann entweder die Frequenzverschiebung der Ramanlinien, die Halbwertsbreiteänderung der Ramanlinien oder das Stokes-Antistokes-Intensitätsverhältnis herangezogen werden. In der Praxis bewährte sich die Frequenzverschiebung der Ramanlinien am besten. Eine detaillierte Betrachtung der physikalischen Zusammenhänge kann [120] entnommen werden. Da ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen Phononenergie und Temperatur besteht, ist eine Kalibrationskurve notwendig. Bei einer GaN-Probe wurde die Änderung der E2-Linie relativ zur Lage der Linie bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von einer vorgegebenen Temperatur gemessen. Diese Kurve kann [121] entnommen werden. Der zur Verfügung stehende experimentelle Messaufbau ermöglicht eine hohe laterale Ortsauflösung. Der auf der Probe fokussierte Strahl besitzt einen Durchmesser von $0,7 \mu\text{m}$. Da Ramanstreuung erst ab großen Anregungsintensitäten messbar wird, wird ein Argon-Laser mit einer Intensität von $10^6 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ verwendet. Eine nennenswerte Erwärmung des Bauelements findet jedoch nicht statt, da GaN im Wellenlängenbereich der Anregung nahezu transparent ist. Das Ramansignal wird unter einem Winkel von 180° mit Gitterspektrometer und einer stickstoffgekühlten CCD-Kamera detektiert. Die lokale Temperaturerhöhung wird über die Verschiebung der E_2 Phononen-Linie relativ zur E_2 Lage der Linie bei Raumtemperatur (d.h. abgeschalteter Versorgungsspannung) wie in Abbildung 6.5 verdeutlicht, bestimmt. Um die x-Achse hinreichend genau zu kalibrieren, wird die $520,3 \text{ cm}^{-1}$ Plasma-Linie des Argon-Lasers mit aufgezeichnet. Die Temperaturbestimmungen mittels Ramanmessung wurden im Rahmen einer Diplomarbeit in der Abteilung Halbleiterphysik der Universität Ulm durchgeführt [120].

6.2.3 Finite Elemente Simulation

Die im folgenden vorgestellten Bauelementtemperaturen und zugehörigen Temperaturverteilungen wurden mit Hilfe des kommerziellen Finite-Elemente-Programms ANSYS be-

rechnet. Die Simulation berücksichtigt Bauelementgeometrie und Materialparameter der Einzelschichten (Saphirsubstrat, Ni/Au-Kontaktmetallisierung und epitaktischer AlGaInN-Schichtstapel). Messtechnisch zugängliche Parameter wie freie Ladungsträgerkonzentration, Beweglichkeit oder Schichtdicken wurden experimentell bestimmt. Für die Wärmeleitfähigkeit der Kristallschichten wurde auf Literaturwerte zurückgegriffen.

Prinzipiell bietet ANSYS verschiedene vordefinierte Basistypen von finiten Elementen (FE) an, welche auf die jeweilig zu berechnenden physikalischen Größen zugeschnitten sind. Für die thermische Modellierung der LED wurde ein finites Element gewählt, welches auf einem elektrisch-thermisch gekoppelten Modell beruht, d.h. sowohl elektrische als auch thermische Effekte berücksichtigt. So geht die an einem ohmschen Widerstand erzeugte Joulesche Wärme in die Berechnung der Temperaturverteilung ein. Ebenso wird die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit in den verschiedenen Schichten des Bauelementes erfasst. Die zirkulare LED-Geometrie kann durch Verwendung eines rotationssymmetrischen Elementes genutzt werden. Details des verwendeten finiten Elementes und die genaue Darstellung der zu lösenden Differentialgleichungen für das gekoppelte Modell können [122] entnommen werden.

Modellierung der nichtlinearen Diodencharakteristik

Da ANSYS zum Berechnen der Lösung Methoden der linearen Algebra verwendet, ist es nicht möglich, nichtlineare Relationen zwischen Strom und Spannung im Modell zu implementieren. Die nichtlineare Strom-Spannungskennlinie des pn-Übergangs muss daher genähert werden. Für konventionelle III-V-Halbleiterbauelemente, bei welchen die Bahnwiderstände der Bauelemente sehr gering sind, wird dies üblicherweise durch Einbringen von Übergangswiderständen realisiert. Diese Übergangswiderstände zwischen zwei Knotenpunkten des Netzwerkes tragen bei Berechnung der Potentialverteilung dem pn-Übergang bzw. etwaigen Heterostrukturübergängen Rechnung. Im vorliegenden Fall wurde zur Linearisierung des Bauelementes ein alternativer Weg eingeschlagen. Die im Modell verwendete Kennlinie wird durch

$$I = \begin{cases} G(U - U_{Th}) & \text{für } U_{Th} < U \\ 0 & \text{für } 0 \leq U < U_{Th} \end{cases} \quad (6.10)$$

beschrieben, wobei U_{Th} die Knickspannung der Diode und G den differentiellen Leitwert der Kennlinie in Flussrichtung darstellt. Da die untersuchten LEDs zum Zeitpunkt der Untersuchungen einen externen Quantenwirkungsgrad kleiner 1% besaßen, kann näherungsweise davon ausgegangen werden, dass die komplette deponierte elektrische Leistung thermisch umgesetzt wird. Durch die Approximation der Kennlinie erhält man bei eingepprägtem Diodenstrom I für die Verlustleistung $P_{diss} = UI$ zwei Anteile.

$$P_{diss,1} = U_{Th}I \quad (6.11)$$

entspricht der thermischen Verlustleistung, die durch Kompensation der Diffusionsspannung der Diode entsteht.

$$P_{diss,2} = (U - U_{Th})I \quad (6.12)$$

dagegen entspricht der ohmschen Leistung welche durch Kontakt- und Bahnwiderstände generiert wird. Mit Näherung 6.10 kann die Diodenkennlinie um die Knickspannung U_{Th} in den Ursprung geschoben werden. Man erhält dann für den ohmschen Anteil ein vollständig lineares Modell, welches für die Simulation von ANSYS geeignet ist. Die Leistung $P_{diss,1}$ muss als zusätzliche Wärmequelle im Modell berücksichtigt werden. Gemäß dem Diffusionsspannungsabfall U_D wird dabei angenommen, dass die durch $P_{diss,1}$ verursachte Wärmegeneration ausschließlich im Bereich der Raumladungszone stattfindet.

Materialparameter

Für die elektrische Leitfähigkeit der Halbleiterschichten wurden die Werte mittels Hall-Messungen bestimmt. Die Abbildung der Kontaktmetallisierung erfolgte durch Literaturwerte von Gold und Wolfram sowie der Berücksichtigung des Kontaktwiderstandes durch eine Zwischenschicht unter dem Kontakt. Die Aktivierung von weiteren Mg-Akzeptoren mit steigender Temperatur ist in der Simulation ebenso berücksichtigt wie die Abhängigkeit der Mg-Aktivierungsenergie von der vorliegenden Dotierstoffkonzentration. Problematisch gestaltete sich die Modellierung der elektrischen Leitfähigkeit in der aktiven Schicht. Erstens lagen keine Hall-Messdaten für undotierte, nicht relaxierte InGaN-Schichten vor, zum zweiten beinhaltet dieser Bereich eine Reihe nichtlinearer Heterostrukturübergänge. Der absolute ohmsche Widerstand des InGaN/GaN-Schichtstapels wurde daher so angepasst, dass der Gesamtwiderstand des LED-Schichtmodelles mit dem des differentiellen Widerstandes des realen Bauelementes übereinstimmt. Die Werte für die zugrunde gelegten Wärmeleitfähigkeiten der einzelnen Schichten stammen aus der Literatur und wurden vereinfachend als isotrop angenommen.

Mögliche Unzulänglichkeiten des Modelles

Aufgrund der für ANSYS nötigen Linearisierung der Kennlinie, erhält man bei Berechnung der Potentialverteilung in der LED keinen Spannungsabfall im Bereich des pn-Überganges. Da das elektrische Feld proportional zum Gradienten des Potentials ist, berechnet ANSYS für die jeweiligen Bahngebiete die richtige Lösung, der Potentialverlauf im p-dotierten GaN und der AlGaIn:Mg-Barriere muss jedoch mit U_{Th} beaufschlagt werden. Auf die ermittelte Wärmeverteilung im Bauelement hat dieser Umstand jedoch keinen Einfluss. Bezüglich der Temperaturverteilung besteht die Einschränkung, dass das angewandte Modell weder Wärmestrahlung noch Konvektionsströme an den Oberflächen der LED berücksichtigt. Diese Effekte sollten im Falle der untersuchten LEDs jedoch eine untergeordnete Rolle spielen. Der Bereich der Kontaktflächen wird für die vorliegende Simulation als ohmsch und homogen angenommen. Leichte Abweichungen vom realen Bauelementverhalten infolge von Schottkybarrieren und unberücksichtigter Transferlänge der Kontakte lassen sich daher nicht ausschließen.

6.3 Temperaturbestimmung: Diskussion und Vergleich

Bei den im folgenden untersuchten Bauelementen handelt es sich um InGaN/GaN-MQW-LEDs, die bzgl. Schichtstruktur und Bauelementeigenschaften vergleichbar zu den in Kapitel 5.2.2 charakterisierten InGaN/MQW-LEDs sind. Sie besitzen Emissionswellenlängen im Bereich von 407-412 nm und Ausgangsleistungen von ca. 0,2 mW bei $I = 50$ mA. Die Struktur besteht aus 2 μm undotiertem GaN, gefolgt von 1 μm GaN:Si und einer InGaN/GaN-Quantentrogstruktur. Eine 100 nm dicke Mg-dotierte $\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{N}$ -Barriere sowie 300 nm GaN:Mg bilden die p-leitende Deckschicht der LED. Die freien Ladungsträgerkonzentrationen wurden für das p-leitende GaN zu $p = 3 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ und für das GaN:Si zu $n = 5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ bestimmt. Der gemessene Serienwiderstand der untersuchten Bauelemente liegt zwischen 30 und 40 Ω . Bezüglich der Bauelementgeometrie handelt es sich um eine zirkulare Struktur, bei welcher ein runder mittiger p-Kontakt konzentrisch von einem ringförmigen n-Kontakt umgeben ist. Der p-Kontakt besitzt eine netzförmige Struktur mit Kontaktfenstern, um ortsaufgelöste Ramanmessungen zu ermöglichen.

6.3.1 Vergleich der Bestimmungsmethoden

Die untersuchten Dioden befanden sich auf ca. $1800 \times 800 \mu\text{m}^2$ großen Probenstücken, welche zur Messung zunächst auf einer Teflon-Platte befestigt wurden. Zur Verifikation der mittels EL-Anpassung bestimmten Temperaturwerte wurde an identischen Dioden

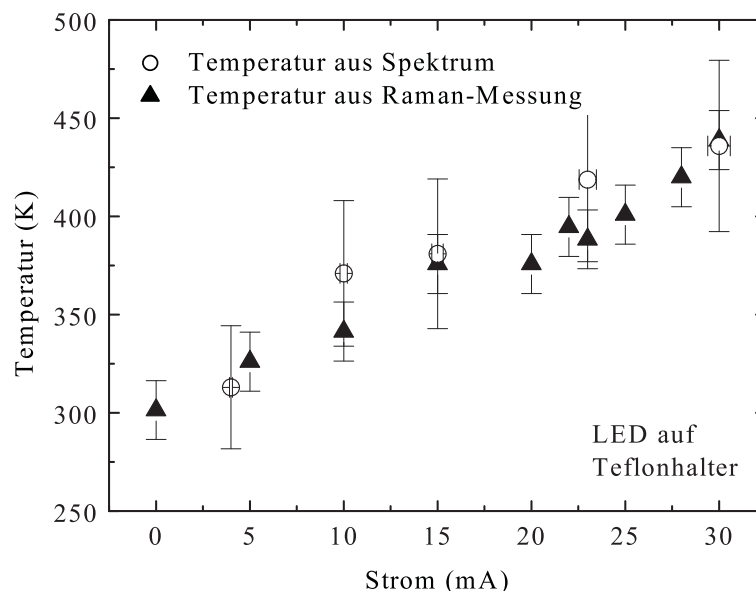


Bild 6.6. Vergleich der aus Ramanstreuung und Elektrolumineszenz bestimmten Bauelementtemperatur in Abhängigkeit des Stromes. Die hohen auftretenden Temperaturen sind durch Montage der LED auf einem Teflon-Halter zu erklären.

sowohl Elektrolumineszenz- als auch Ramanmessungen durchgeführt. Abbildung 6.6 zeigt einen Vergleich der mittels beider Analysemethoden bestimmten Temperaturwerte. Man erkennt, dass im Rahmen der Messgenauigkeit eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Ramanmessung und EL-Analyse erzielt wird. Bereits bei einem Strom von 20 mA wird eine Temperatur von ca. 365 K beobachtet, für 30 mA sogar Werte von ca. 430 K. Die hohen auftretenden Temperaturen sind vor allem auf die Montage der LEDs auf den Teflon-Halter zurückzuführen, welcher eine schlechte Wärmesenke darstellt. Da man sich für die obigen Temperaturen bereits in einem Bereich bewegt, in welchem Degradation des Bauelements nicht ausgeschlossen werden kann, wurden die LEDs für die weiteren Experimente auf eine Kupferwärmesenke montiert.

Um Rückschluss auf die Temperaturverteilung im Bauelement zu erhalten, wurden sowohl orts aufgelöste μ -Ramanmessungen als auch FE-Simulationen herangezogen. Für die Messungen wurden die auf der Kupferwärmesenke montierten Bauelemente mit einer Wolfram-Nadel kontaktiert. Die am Substrat rückseitig gemessene Temperatur dient als Randbedingung für die ANSYS-Berechnungen. Erstens reduziert der Verzicht auf Implementation der Kupferwärmesenke den Rechenaufwand, zweitens erhält die zu berechnende Lösung des Modells durch die vorgegebene Randbedingung einen wesentlichen Stützpunkt. In Abbildung 6.7 sind die Werte der Ramanmessung als Dreieck-Symbole eingezeichnet.

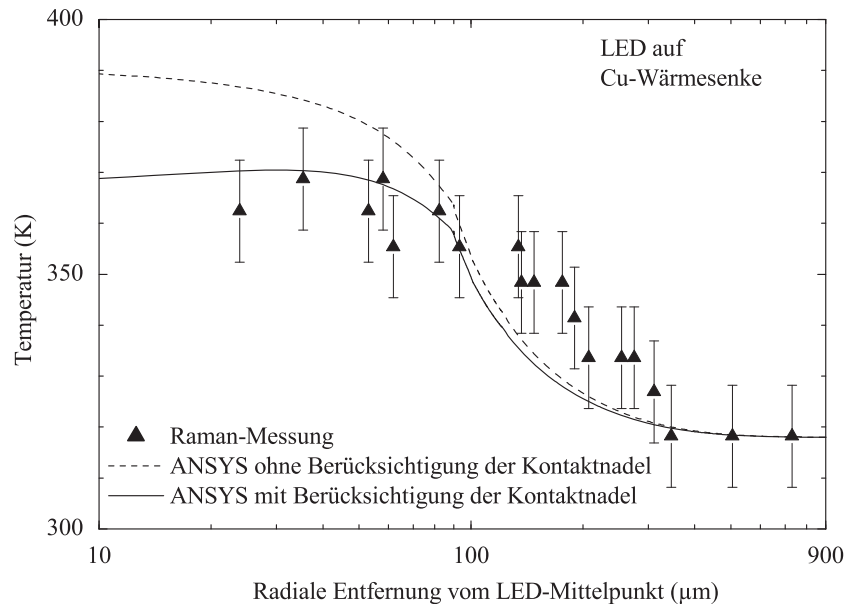


Bild 6.7. Ermittelte Temperaturverteilung einer LED auf Cu-Wärmesenke in horizontaler Ebene. Der Diodenstrom beträgt 60 mA. Die Dreieck-Symbole repräsentieren Temperaturwerte, welche mittels Ramanmessung ermittelt wurden. Die eingezeichneten Linien zeigen die berechneten ANSYS-Temperaturverteilung. Ein geschlossenes Bild bezüglich Messdaten und Simulation erhält man bei Berücksichtigung der Kontaktnadel in der ANSYS-Simulation.

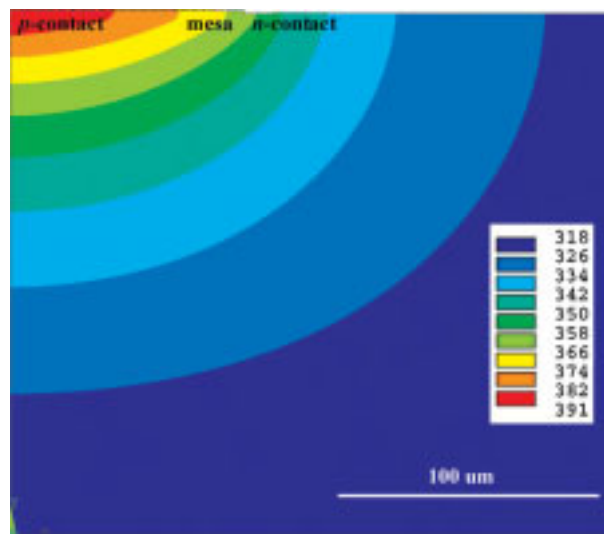


Bild 6.8. Mittels ANSYS berechnete Temperaturverteilung einer LED auf Kupfer-Wärmesenke bei 60 mA. Die maximalen Temperaturen treten unter dem p-Kontakt auf, der Temperaturabfall findet im wesentlichen im Substrat statt.

Die gestrichelte Linie repräsentiert den simulierten horizontalen Temperaturverlauf im p-dotierten (Mesa) bzw. n-dotierten GaN. Die Ramanmessung liefert im Bereich der Mesa-Struktur deutlich geringere Temperaturwerte. Der Messaufbau erfasst in einem Bereich von ca. $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ unterhalb der Oberfläche eine über die Tiefe gemittelte Phononenenergieverschiebung. Bei Fokussierung des Lasers auf das p-dotierte GaN lässt sich im Vergleich zum n-GaN eine Verbreiterung der E2-Linie beobachten [120]. Grund hierfür ist hohe Mg-Dotierstoffkonzentration, welche eine Veränderung der Gitterkonstante bewirkt. Die Messgenauigkeit des Systems erhöht sich damit im Mesabereich etwas, kann aber die Abweichung zwischen Messwert und Simulation allein nicht erklären. Gute Übereinstimmung lässt sich erreichen, wenn die Wolfram-Nadel zur Kontaktierung der Probe mit in das Simulationsmodell einbezogen wird (Abbildung 6.7, durchgezogene Linie). Wie man sieht, wirkt die Messnadel als zusätzliche Wärmesenke und führt lokal unter dem p-Kontakt zu einer reduzierten Maximaltemperatur. Der Temperaturgradient an der Mesakante wird jedoch kaum beeinflusst.

Abbildung 6.8 zeigt die berechnete Temperaturverteilung für den rotationssymmetrischen Querschnitt der LED ohne Berücksichtigung der Kontaktnadel. Es handelt sich dabei um eine Vergrößerung des Mesa-nahen Bereiches. Außerhalb des dargestellten Bereiches liegt im Saphirsubstrat kein nennenswerter Temperaturgradient vor. Die beobachtete Maximaltemperatur für einen Diodenstrom von 60 mA beträgt $118\ \text{°C}$ und liegt erwartungsgemäß unter dem p-Kontakt. Aufgrund der Schichtdickenverhältnisse findet der Temperaturabfall überwiegend im Substrat statt. Der thermische Widerstand R_{th} wird im wesentlichen also durch die Schichtdicke und die Wärmeleitfähigkeit des Substratmaterials bestimmt. Der Einfluss der epitaktischen Schichten ist vernachlässigbar. Trotz des bedeckenden Goldkontaktes ist im Mesa-Bereich ein merklicher Temperaturgradient in lateraler Richtung zu erkennen. Die geringe Schichtdicke des Kontaktes von 300 nm erzeugt in radialer Richtung

einen zu hohen thermischen Widerstand, als dass sich eine vollständige Temperaturhomogenisierung erreichen lässt.

6.3.2 Einfluss der Substratleitfähigkeit und Substratdicke

Der Vergleich der durchgeführten FE-Simulation mit den messtechnisch ermittelten Temperaturwerten zeigt sehr gute Übereinstimmung, sodass das entwickelte Modell herangezogen werden kann, um den Einfluss von Substratmaterial und -dicke zu untersuchen. In Abbildung 6.9 ist das Ergebnis einer ANSYS-Simulation, in welcher die Temperaturverteilung der InGaN-LED bei 60 mA für verschiedene 300 μm dicke Substratmaterialien berechnet wurde, dargestellt. Deutlich ist zu sehen, dass mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit (0,46 W/cmK für Saphir, 1,6 W/cmK für GaN und 4,9 W/cmK für SiC) die Wärme besser aus dem Bauelement abgeführt werden kann und eine Reduktion der Maximaltemperatur unter dem p-Kontakt erreicht wird. Gleichwohl weist die berechnete Temperatur des pn-Übergangs auch für SiC mit der besten Wärmeleitfähigkeit immer noch eine Temperatur von 328 K auf. Bei Montage der LED auf eine Kupfer-Wärmesenke lässt sich die in Abbildung 6.10 dargestellte Wärmeverteilung in Abhängigkeit der Saphir-Substratdicke errechnen. Man erkennt, dass sich durch Dünnen des Saphirs auf ca. 100 μm , wie es produktionstechnisch vor der Chipvereinzelnung durchgeführt wird, eine um ca. 30 K geringere

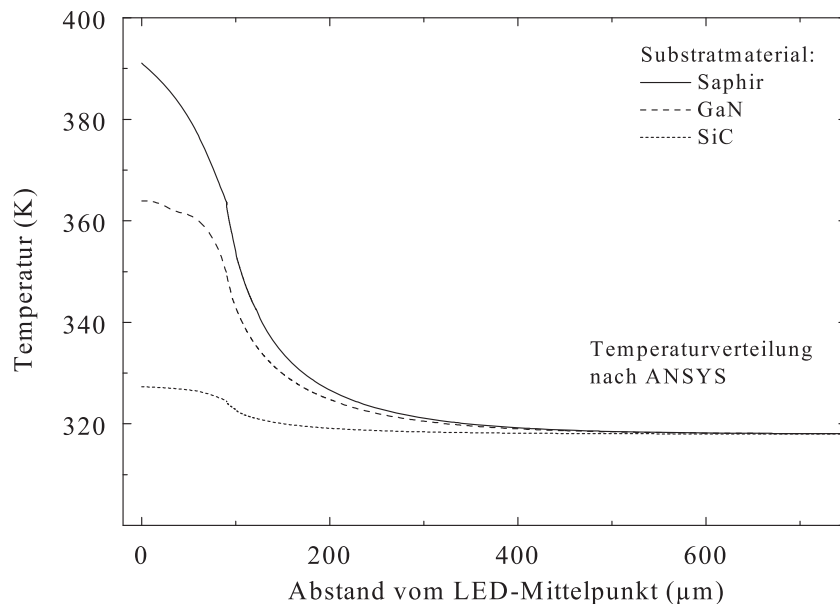


Bild 6.9. ANSYS-Simulation der Temperaturverteilung einer InGaN-LED bei 60 mA für verschiedene Substratmaterialien mit einer Dicke von 300 μm . Die unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit für Saphir, GaN und SiC führen zu einer signifikanten Temperaturreduktion in der aktiven Zone des Bauelementes.

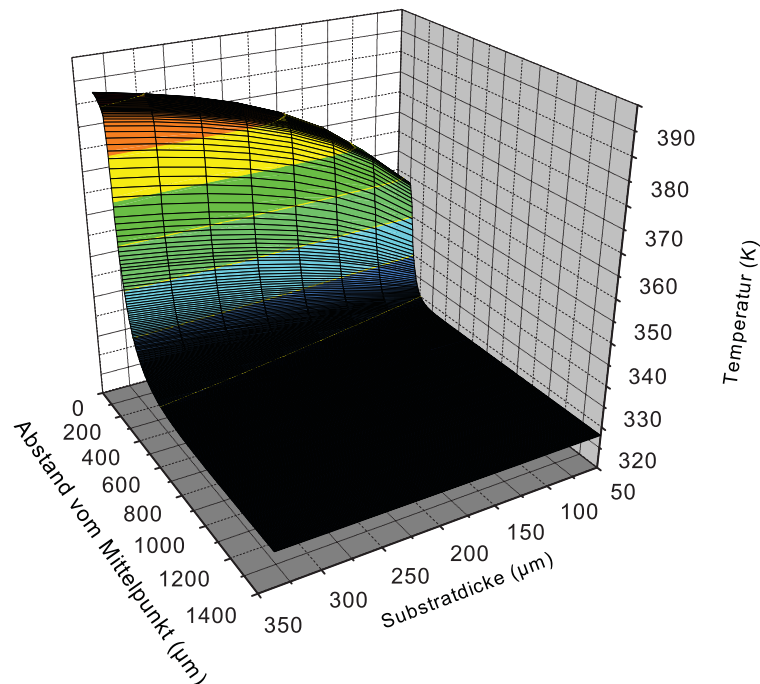


Bild 6.10. Wärmeverteilung einer InGaN-Leuchtdiodenstruktur in Abhängigkeit der Saphirsubstratdicke. Als Simulationsarbeitspunkt wurde ein Strom von 60 mA gewählt.

Junction-Temperatur realisieren lässt. Für obige LED mit einer Maximaltemperatur von 118 °C bei 60 mA ist also bei 100 μm dickem Saphir eine Temperatur von ca. 88 °C zu erwarten. Dieser Wert wird gestützt vom Messwert der pn-Übergangstemperatur des gehäusten Bauelementes, bei welchem durch das in Kapitel 6.1 vorgestellten Verfahren, eine Temperatur von etwa 82 °C bei 50 mA gemessen wurde.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die unterschiedlichen Methoden gute Übereinstimmung der ermittelten Temperaturwerte ergeben. Jede der vorgestellten Methoden besitzt bei der Temperaturbestimmung Stärken und Schwächen. In der Regel ist ein unmittelbarer Zugang zum Elektrolumineszenzspektrum der LED gegeben, die Anpassung der Messdaten gestaltet sich in der Praxis jedoch als nicht unproblematisch. Da die Gleichung 6.8 nichtlinear ist, werden die Parameter durch ein iteratives numerisches Verfahren bestimmt. Aufgrund der vielen Anpassungsparameter, ist die geeignete Wahl der Startparameter eine wesentliche Voraussetzung für die Konvergenz. Es zeigte sich auch, dass die Lösung für T stark von kleinen Abweichungen einzelner Parameter beeinflusst wird. Die Messung mittels Ramanspektroskopie birgt weniger Fehlerquellen bei der Auswertung, erfordert jedoch einen höheren apparativen und zeitlichen Aufwand. Die Simulation ist insbesondere bei der Betrachtung von Temperaturverteilungen in Abhängigkeit von Geometrie und Materialeigenschaften hilfreich. Insbesondere die Randbedingungen sind jedoch kritisch und experimentell zu verifizieren.

Kapitel 7

Laserdioden

Das vorliegende Kapitel beschreibt die Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierenden Laserstrukturen. Dies umfasst im ersten Teil die in der Abt. Optoelektronik epitaxierten und vollständig prozessierten Laserstrukturen auf Saphir-Substrat. Daran schließt sich die messtechnische Untersuchung von GaN-Lasern auf SiC, welche bei der Fa. OSRAM hergestellt und im Rahmen eines gemeinschaftlichen Projektes in der Abt. Optoelektronik charakterisiert wurden. Zunächst sollen jedoch kurz die physikalischen Grundlagen und wichtigsten Kenngrößen von Halbleiter-Laserdioden eingeführt werden.

7.1 Grundlagen

Ein Laser stellt prinzipiell einen optischen Oszillator dar, dessen Ausgang unter Phasenanpassung teilweise zurückgekoppelt und erneut verstärkt wird. Der klassische Aufbau umfasst zwei parallel zueinander ausgerichtete optische Spiegel, welche einen Resonator (Fabry-Perot-Resonator) bilden, und ein dazwischen befindliches aktives Lasermedium. Die emittierte Strahlung wird durch einen teildurchlässigen Spiegel aus dem Resonator ausgekoppelt. Um die für die optische Verstärkung nötige Besetzungsinversion der Ladungsträger zu erhalten, muss dem Medium externe Energie in Form von optischer oder elektrischer Anregung zugeführt werden. Bei Halbleiterlasern ist das aktive Medium ein undotierter direkter Halbleiter, die Besetzungsinversion wird durch Ladungsträgerinjektion in die optisch aktive Schicht mittels eines pn-Übergangs realisiert. Wie bei den bereits vorgestellten LED-Strukturen kommen für effiziente Laser dabei Doppelheterostrukturen zum Einsatz, welche eine Ladungsträger einschnürung ermöglichen. Umgeben ist die Quantenfilmstruktur der aktiven Zone von Schichten mit geringerem Brechungsindex, sodass eine Wellenführung im aktiven Bereich erfolgt. Liegt bei einem Laser die getrennte Einschnürung von Ladungsträgern und optischer Welle vor, so spricht man von einer *separate confinement heterostructure* oder SCH-Schichtstruktur. Die parallelen Spiegel werden im Falle von kantenemittierenden Halbleiter-Lasern zumeist durch Brechen des Kristalls entlang von Gitterflächen hergestellt. Der Brechungsindexsprung zwischen Halbleiter und Luft gibt dabei die jeweilige Spiegelreflektivität vor, welche sich durch zusätzliche Beschichtungen variieren lässt.

7.1.1 Laserschwelle und Ausgangsleistung

Zur Herleitung der Laserbedingung wird üblicherweise die Wellenüberlagerung in einem Fabry-Perot-Resonator betrachtet. Die Schwellbedingung für Laseroszillation wird er-

reicht, wenn für die umlaufende Wellen Phasenresonanz eintritt und der Gewinn im optisch verstärkenden Medium die intrinsischen Verluste α_i und die Spiegelverluste α_{mir} kompensiert. Die intrinsischen Verluste beinhalten dabei Materialabsorption und Streuverluste. Für den Schwellgewinn g_{th} gilt demnach:

$$g_{th} = \alpha_i + \alpha_{mir} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad , \quad (7.1)$$

wobei L die Resonatorlänge, α_i die internen Verluste, und R_1, R_2 die Facettenreflektivitäten repräsentieren. Besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Maximum der Verstärkungskurve g_p und dem Injektionsstrom oberhalb der Laserschwelle

$$g_p = g_0(I - I_0) \quad , \quad (7.2)$$

wobei g_0 der sogenannte Gewinnparameter und I_0 der Transparenzstrom ist, so erhält man für den Schwellstrom des Lasers

$$I_{th} = \frac{1}{g_0} \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right] + I_0 \quad . \quad (7.3)$$

Unterhalb der Schwelle ist die Lichtemission durch spontane Emission bestimmt und die Ausgangsleistung nur schwach. Oberhalb der Laserschwelle dominiert stimulierte Emission und die Ausgangsleistung der Diode steigt weitgehend linear mit dem Injektionsstrom I . Wie man anhand Gleichung 7.1 und 7.3 sieht, hilft eine hohe Spiegelreflektivität, um eine niedrige Laserschwelle zu erreichen. Je niedriger die Reflektivität der Facetten ist, um so höher muss die Verstärkung g sein, um die Schwellbedingung zu erfüllen. Die Reflektivität geht auch in die Formel für den differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d ein. Dieser beschreibt die Steigung der Laserkennlinie oberhalb der Schwelle gemäß

$$\eta_d = \frac{d(P/\hbar\omega)}{d(I/q)} = \frac{1}{1 - \alpha_i L / \ln R} \quad . \quad (7.4)$$

Eine höhere Reflektivität führt also zu einem geringeren differentiellen Quantenwirkungsgrad. Je nach Anwendungsfall muss demnach ein Kompromiss zwischen hohem Wirkungsgrad und niedrigem Schwellstrom gefunden werden. Berücksichtigt man durch Einführung des internen Wirkungsgrads η_i Leckströme und nichtstrahlende Rekombination, dann ergibt sich für die Ausgangsleistung der Laserdiode oberhalb der Schwelle folgender Zusammenhang:

$$P = \frac{\hbar\omega}{q}(I - I_{th})\eta_i \frac{1}{1 - \alpha_i L / \ln R} \quad . \quad (7.5)$$

Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle

Die Leistungskennlinie einer Halbleiterlaserdiode ist stark temperaturabhängig. Mit steigender Temperatur wird eine Erhöhung des Schwellstroms und eine Abnahme des differentiellen Quantenwirkungsgrades beobachtet, da für höhere Temperatur mehr injizierte

Ladungsträger benötigt werden, um einen gegebenen Gewinn g zu erreichen. Dieses Verhalten wird im allgemeinen durch die empirische Formel

$$I_{th} \propto \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (7.6)$$

beschrieben, wobei T_0 die sogenannte charakteristische Temperatur des Lasers ist [90]. Es soll darauf hingewiesen werden, dass T_0 nicht unmittelbar eine physikalische Bedeutung besitzt, sondern ein Maß für die Temperaturempfindlichkeit des Lasers darstellt. Die charakteristische Temperatur bzw. das Temperaturverhalten hängt von mehreren, sich überlagernden Effekten ab:

1. Der Ladungsträgereinschluss in der aktiven Zone ist eine Funktion der Potentialbarrieren am Heteroübergang.
2. Insbesondere bei Strukturen mit kleinem Brechungsindexunterschied $\Delta\bar{n}$ kann sich temperaturbedingt der Füllfaktor Γ verändern, der den Bruchteil der in der aktiven Zone geführten Intensität angibt.
3. Der effektive Absorptionskoeffizient kann stark temperaturabhängig sein, wenn sich der Füllfaktor Γ ändert.
4. Der interne Quantenwirkungsgrad η_i sinkt mit steigender Temperatur.

Typische T_0 -Werte für GaN-basierende Laser liegen im Bereich von 80 K-170 K [123, 124, 125].

7.1.2 Spiegelreflektivität

Für die Reflektivität einer idealen, d.h. atomar flachen, Laserfacette gilt bei senkrechtem Einfall nach den Fresnel-Gleichungen

$$R = r^2 = \left(\frac{\bar{n} - 1}{\bar{n} + 1}\right)^2 \quad (7.7)$$

Setzt man als GaN-Brechungsindex $\bar{n} \approx 2,4$ in Gleichung 7.7 ein, so erhält man für die Facettenreflektivität eines GaN-Lasers $R \approx 17\%$. Anders als bei GaN und Saphir liegen die kristallographischen Achsen von GaN und SiC parallel zueinander, sodass bei GaN-basierenden Laserstrukturen auf SiC Spiegelfacetten durch Brechen hergestellt werden können. Für Saphir ergeben sich kristallographisch bedingt beim Spalten keine glatten Spiegel, sondern ca. 90 nm hohe Stufen an der Bruchkante [126]. Für Saphir-basierende Strukturen wird deshalb zumeist auf ein Trockenätzprozess zur Facettenherstellung zurückgegriffen. Hier tritt infolge von inhomogenem Ätzmaskenabtrag bzw. Redepositionseffekten eine Reustraheit der Spiegel auf, sodass Gleichung 7.7 nur näherungsweise gilt. Um die Reflektivität einer nichtidealen Facette zu berechnen, wurde von Stocker et al.

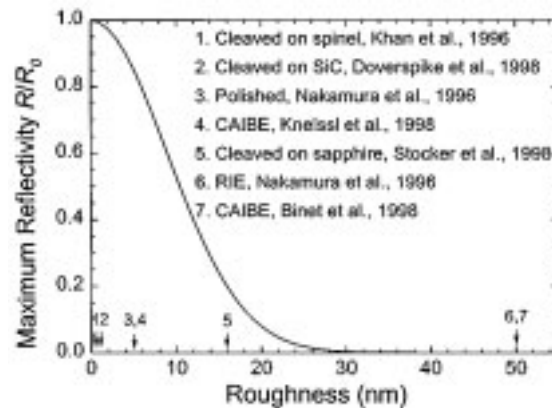


Bild 7.1. Nach Gleichung 7.7 berechnete Reflektivität in Abhängigkeit der Facettenrauheit für $\lambda_0=395$ nm. Eingetragen sind außerdem typische Werte der Rauheit für unterschiedliche Herstellungsverfahren [126].

[126] eine Formel hergeleitet, bei der die rms-Rauheit Δd der Grenzfläche berücksichtigt wird:

$$\frac{R(\Delta d)}{R_0} = \exp \left\{ - \left(\frac{4\pi\bar{n}\Delta d}{\lambda_0} \right)^2 \right\} . \quad (7.8)$$

Dabei ist \bar{n} der Brechungsindex des Materials und λ_0 die Emissionswellenlänge im Vakuum. In Abbildung 7.1 sind die mit Gleichung 7.8 berechnete Reflektivität in Abhängigkeit der Oberflächenrauheit und die erzielbaren Rauheiten der unterschiedlichen Herstellungsverfahren angegeben. Obwohl es Hinweise gibt, dass sich die hergestellten Facetten durch nachträgliches kristallorientiertes Ätzen verbessern lassen [127], stellen die von Kneissl et al. beziehungsweise Doverspike et al. erreichten Rauheiten auch heute noch charakteristische Werte für gebrochene Facetten auf SiC bzw. trocken geätzte Spiegel auf Saphir-Substrat dar.

7.2 Laserstrukturen auf Saphir

Die hergestellten und untersuchten Laserdiodenstrukturen auf Saphirsubstrat basieren im wesentlichen auf den in Kapitel 5.2 beschriebenen InGaN/GaN-MQW-LED-Strukturen. Um eine verbesserte Wellenführung zu erhalten, fügt man in die vertikale Struktur auf beiden Seiten der aktiven Zone Wellenführungsschichten (*claddings*) ein. Aufgrund des im Vergleich zu GaN bzw. InGaN geringeren Brechungsindex haben sich für nitridische Laserdioden p- bzw. n-dotierten AlGaIn-Schichten als Wellenleiterschicht etabliert. Der vollständige Aufbau der untersuchten Laserstrukturen mit zugehörigen Schichtdicken, Materialzusammensetzungen und Dotierungen ist in Abbildung 7.2 dargestellt.

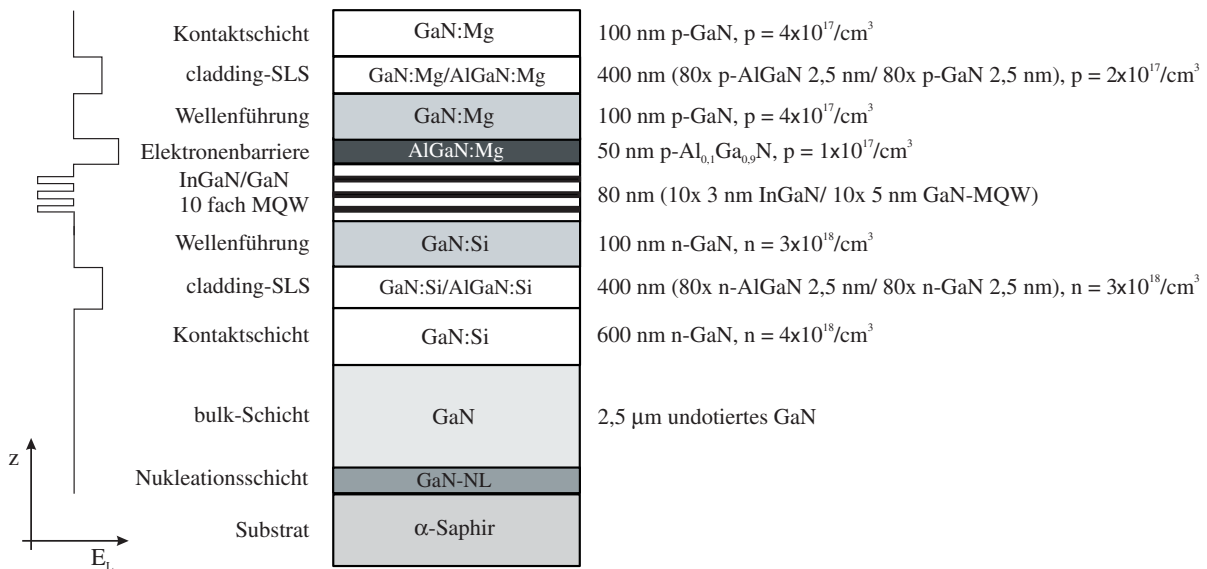


Bild 7.2. Schichtaufbau und Verlauf des Leitungsbandes der mittels MOVPE gewachsenen SCH-Laserstrukturen. Ihr Aufbau basiert auf den den in Kapitel 5.2 vorgestellten InGaN/GaN-MQW-LEDs mit AlGaN-Barriere. Zusätzlich sind zur verbesserten Wellenführung beiderseits der aktiven Zone n- bzw. p-dotierte AlGaN-Schichten eingefügt.

7.2.1 Optische Gewinncharakteristik gemäß Strichlängenmethode

Eine wesentliche Voraussetzung zum Erreichen der Laserschwelle ist ein ausreichend hoher optischer Gewinn der Struktur. Gemäß Gleichung 7.1 muss der erzielte Gewinn für Lasertätigkeit die intrinsischen Absorptions- und Streuverluste sowie die Spiegelverluste der Facetten übersteigen. Der erzielbare Gewinn ist im wesentlichen durch die epitaktische Qualität des optisch verstärkenden Materials (Quantentrogstruktur) sowie die Führung der Lasermoden im Wellenleiter bestimmt. Zur Untersuchung des modalen optischen Gewinns einer Struktur hat sich bei unkontaktierten Proben die Variable-Strichlängen-Methode (VSLM) als Standard etabliert. Bei der VSLM wird die Probe mittels eines homogenen strichförmigen Laserspots der Länge L bis hin zur Probenkante angeregt und das aus der Probenkante emittierte Licht detektiert. Für optische Anregungsdichten oberhalb der Schwelldichte erhält man Ladungsträgerinversion, die zur Verstärkung entlang des Striches führt. Der Anteil der spontanen Emission, welcher in Richtung des Striches läuft, wird verstärkt und die aus der Probenkante emittierte Strahlung demgemäß als ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) bezeichnet. Bei vernachlässigbaren Sättigungseffekten ergibt sich mit zunehmender Strichlänge L eine exponentiell ansteigende Intensität

$$I_{opt}(L, E) \propto \frac{r_{sp}(E)}{g_{mod}(E)} (e^{(g(E)L)} - 1) \quad , \quad (7.9)$$

wobei $r_{sp}(E)$ die spontane Emissionrate und $g_{mod}(E)$ die modale optische Verstärkung darstellen. Zur zuverlässigen experimentellen Bestimmung der optischen Verstärkung muss

darauf geachtet werden, dass die Anregungsdichte über die gesamte Strichlänge homogen ist und der anregende Strich bis zur Probenkante heranreicht, damit Reabsorptionseffekte in nicht angeregten Materialbereichen ausgeschlossen werden können. Zudem ist die Probenkante leicht gegenüber der senkrechten Strichausrichtung zu kippen, um zu verhindern, dass das an der Kante reflektierte Licht wieder direkt in den Strichbereich einfällt [64].

Abbildung 7.3 zeigt mittels VSLM gewonnene Gewinnspektren der in Abbildung 7.2 dargestellten Laserstruktur bei Raumtemperatur. Die Anregung der Struktur erfolgt bei 3,416 eV bzw. 362,95 nm. Ab einer Anregungsleistung von 500 kW/cm² wird optische Ver-

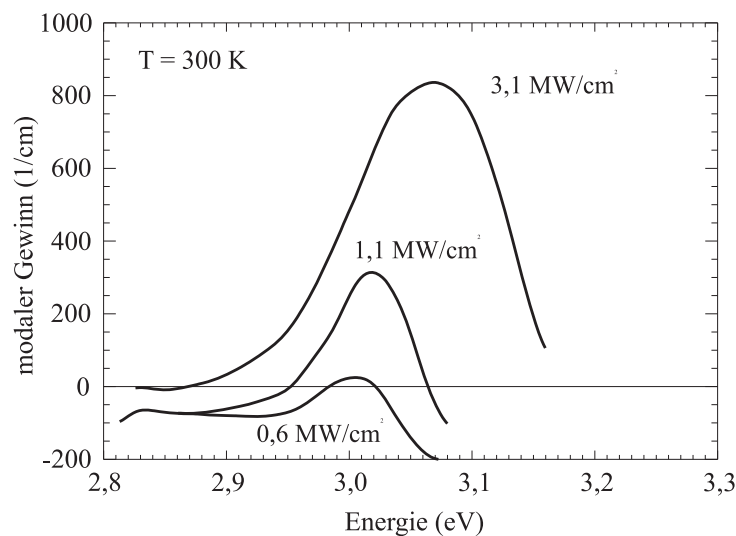


Bild 7.3. Gewinnspektren der Laserstruktur unter optischer Pulsanregung bei 362,95 nm. Die Schwelle für positiven Gewinn (Verstärkung) liegt bei einer Anregungsdichte von 0,5 MW/cm² und erreicht Werte von bis zu 800 cm⁻² bei einer Anregungsdichte von 3,1 MW/cm² (Messung: M. Vehse et al., Universität Bremen).

stärkung erreicht. Für eine Anregungsleistung von 1 MW/cm² erhält man einen modalen Gewinn von ca. 300 cm⁻¹. Die aktive InGa_N-Schicht wurde im Fall der vorliegenden Struktur unter N₂-Trägergas epitaxiert. Wie bereits in Kapitel 5.2 beschrieben, wird durch die damit mögliche Wachstumstemperaturerhöhung eine wesentliche Verbesserung der Kristallqualität des InGa_N erreicht. Laserstrukturen, bei welchen H₂ als Trägergas für das Wachstum der InGa_N/Ga_N-MQW-Struktur verwendet wurde, zeigten für Anregungsleistungen bis 1,5 MW/cm² keine Verstärkung [37]. Erfahrungswerte deuten darauf hin, dass ein modaler Gewinn von 100 cm⁻¹ bei einer Anregungsleistung von ca. 1 MW/cm² als Mindestwert für die Realisierung eines elektrisch gepumpten Lasers benötigt wird [85]. Die vorliegenden Schichten wurden daher zur weiteren Strukturierung von Laser-Bauelementen herangezogen.

7.2.2 Technologie

Die Prozessierung der untersuchten Laserstrukturen auf Saphirsubstrat erfolgte als indexgeführter Laser (*ridge wave guide*, RWG). Ein SEM-Bild der prozessierten Laserfacette mit Ridge und Kontaktmetallisierung ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die einzelnen Technologieschritte umfassen im Detail

- **Deposition des p-Ridge-Kontaktes**
Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, ist der erreichbare Kontaktwiderstand sensitiv bezüglich vorhergehender Oberflächenbehandlung. Insbesondere Sputter- bzw. Trockenätzprozesse können zu Kristalldefekten in den obersten Schicht führen. Daher wird bereits zu Beginn der Prozesskette eine 20 nm Pd-Schicht aufgebracht, die den eigentlichen Kontakt am Halbleiter-Metallübergang bildet, und die Oberfläche gegen nachfolgende Schritte schützt.
- **Bildung des Ridges**
Zur Verbesserung der horizontalen Wellenführung wird ein 100-200 nm tiefer Ridge mittels CAIBE in die p-GaN-Kontaktschicht geätzt. Die dünne p-Kontaktmetallisierung wird dabei mitgeätzt.
- **Deposition der Passivierung**
Das SiO₂ zur Passivierung wird mittels PECVD abgeschieden, da es im Vergleich zu gesputtertem Material geringere Defektdichten aufweist. Messungen ergaben für die deponierten Schichten eine dielektrische Durchbruchfeldstärke von ca. 12 MV/cm. Zur verbesserten Haftung sollte vor der Deposition ein kurzer Ausheizschritt erfolgen. Prinzipiell wird jedoch bis zu einer Schichtdicke von 300 nm gute Adhesion erreicht.
- **Öffnen des p-Kontaktfensters**
Das Öffnen des p-Kontaktfensters in der Passivierungsschicht erfolgt mit Hilfe eines RIE-Ätzprozesses unter CF₄.
- **Trockenätzen der Mesastruktur**
Analog zur LED muss zur Kontaktierung der n-leitenden GaN Schicht eine Mesa gebildet werden.
- **Ätzen der Spiegel**
Neben der Bildung eines niederohmigen und temperaturstabilen p-Kontaktes ist das Herstellen qualitativ hochwertiger Spiegel die technologisch größte Herausforderung an die Laserstrukturierung. Um eine geringe Spiegelrauheit und steile Flanken zu erreichen, wird als Ätzmaske ein 3-Schicht-System aus gehärtetem AZ4533-Lack, einer Germanium-Schicht und einer dünnen AZ1512-Lackschicht verwendet. Die obere dünne Lackschicht wird lithographisch strukturiert und die Ge-Metallisierung in einem CF₄/O₂-Plasma geätzt. Die so gewonnene Maske wird zur Strukturübertragung mittels O₂-RIE auf den ausgebackenen AZ4533 verwendet. Der Vorteil dieses 3-Schicht-Systems gegenüber einer einzelnen Photolackschicht ist eine veringerte

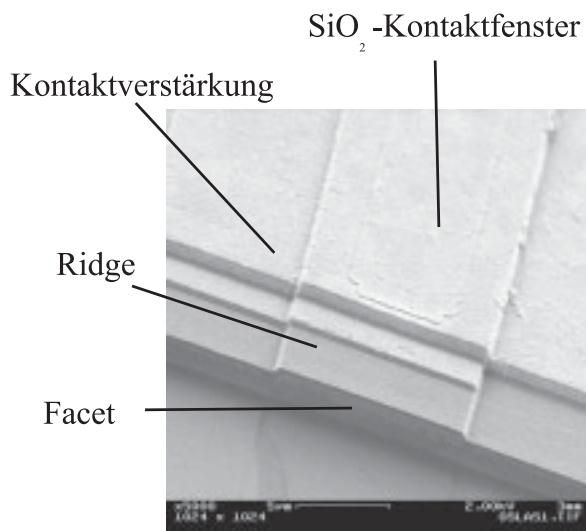


Bild 7.4. SEM-Aufsicht eines prozessierten RWG-Lasers. Deutlich zu erkennen sind Ridge, trockengeätzte Facette, p-Kontaktfenster und Kontaktverstärkung der Struktur.

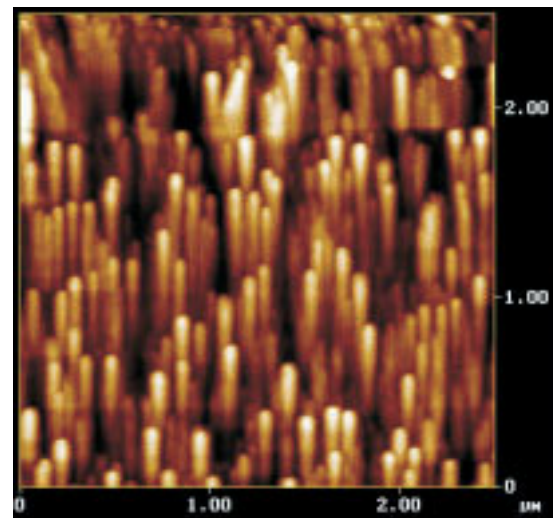


Bild 7.5. AFM-Bild einer mittels dreilagiger Ätzmaske hergestellten Laserfacette. Der abgebildete Ausschnitt entspricht einer Fläche von $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ und weist eine mittlere Rauheit von 7 nm auf.

Maskenerosion während des Ätzvorgangs und damit eine kleinere Oberflächenrauheit [128].

- Deposition und Verstärkung des n-Kontaktes
Wie schon beim Prozessieren der Leuchtdioden wird als n-Kontakt eine Metallisierung aus 20 nm Ti/250 nm Au aufgebracht.
- Verstärkung der Kontakte
Um auch bei sehr hohen Strömen eine gute Stromverteilung über die ganze Länge des Lasers zu gewährleisten bzw. den Zuleitungswiderstand gering zu halten, wird sowohl der p- als auch der n-Kontakt mittels einer 500 nm dicken aufgedampften Au-Schicht verstärkt. Prinzipiell sind Dicken größer $2 \mu\text{m}$ erstrebenswert, für diese Schichtdicken müsste jedoch aus Kostengründen auf galvanische Deposition umgestellt werden, was insbesondere beim isolierenden Spahirsubstrat aufwendig ist.

Die hergestellten Lasergeometrien besitzen Kavitäten der Längen 400, 600, 800 und $1000 \mu\text{m}$ und Ridgebreiten von 4, 6, 8, 10 und $16 \mu\text{m}$. Das p-Kontaktfenster auf dem Ridge entspricht ungefähr der um $2 \mu\text{m}$ reduzierten Ridgebreite. Die Laserspiegel, welche mit dem oben beschriebenen Prozess hergestellt wurden, zeigten bei SEM- und AFM-Messungen eine Abweichung gegenüber der Senkrechten von $2\text{-}3^\circ$ [128]. AFM-Messungen an den vertikalen Facetten selbst ergaben innerhalb eines $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}$ grossen Messfensters rms-Rauheiten von 7 nm (vgl. Abbildung 7.5). Gemäß Gleichung 7.8 reduziert sich die Reflektivität des Spiegels dadurch von ca. 18% auf 13-14%. Das AFM-Bild in Abbildung 7.5 lässt kleine stabförmige Strukturen erkennen, welche durch den Ätzvorgang generiert werden. Eine Abschätzung der Stäbchenanzahl ergibt unter Berücksichtigung des Neigungswinkels

von 3° eine Dichte von ca. $2 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$. Die Stäbchendichte liegt damit im Bereich der für diese Struktur zu erwartenden Kristalldefektdichte von $10^8 - 10^9 \text{cm}^{-2}$ [128].

7.2.3 Elektro-optische Charakteristik von RWG-Laserstrukturen

Die in Abbildung 7.2 dargestellten Laserstrukturen wurden zunächst unterhalb der Schwelle im cw-Modus betrieben und bezüglich ihrer Strom-Spannungs- und IP-Charakteristik untersucht. In Abbildung 7.6 sind Spannung und optische Ausgangsleistung einer LED und einer Laserstruktur in Abhängigkeit des Stromes aufgetragen. Die Messungen wurden in einer Ulbrichtkugel durchgeführt, da beide Bauelemente im LED-Betrieb arbeiten, d.h. spontan emittieren und somit der Großteil der optischen Leistung durch das Substrat bzw. an der Mesa-Kante abstrahlen.

Die Strukturen haben nominell identische aktive Zonen sowie Kontaktschichten und unterscheiden sich damit nur in der zusätzlichen AlGaIn/GaN-Wellenleiterschicht des Lasers. Im Diagramm sind deutliche Unterschiede in den Strom-Spannungskennlinien erkennbar. Passt man gemäß der in Kapitel 5.1 vorgestellten Methode die Kennlinien an, so beobachtet man nahezu eine Verdreifachung des Serienwiderstand von typischerweise 25Ω auf $60-70 \Omega$ mit Einbringen des AlGaIn/GaN-SLS. Ursache hierfür ist sowohl die geringe vertikale Leitfähigkeit der AlGaIn/GaN-Schichtstapel infolge der zahlreichen Heterobarrieren (n- und p-seitig) als auch die prinzipiell geringere Leitfähigkeit im p-dotierten AlGaIn. Die höheren Serienwiderstände bedingen gleichzeitig bei identischem Diodenstrom unterschiedliche elektrische Leistungsaufnahmen und damit eine unterschiedliche thermische

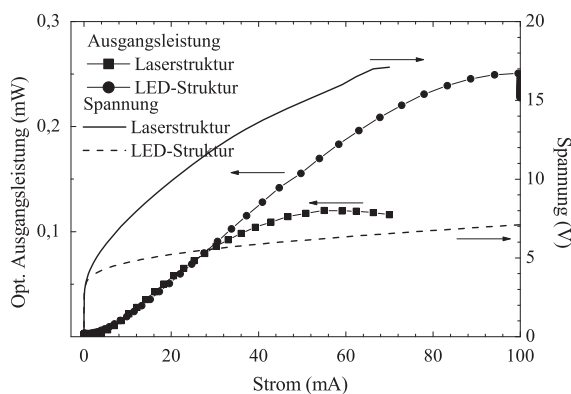


Bild 7.6. Vergleich der IUP-Charakteristik einer Laserstruktur unterhalb der Schwelle mit einer LED-Struktur. Beide Strukturen sind identisch prozessiert und unterscheiden sich nominell nur durch die zusätzliche AlGaIn/GaN-Wellenleiterschicht des Lasers.

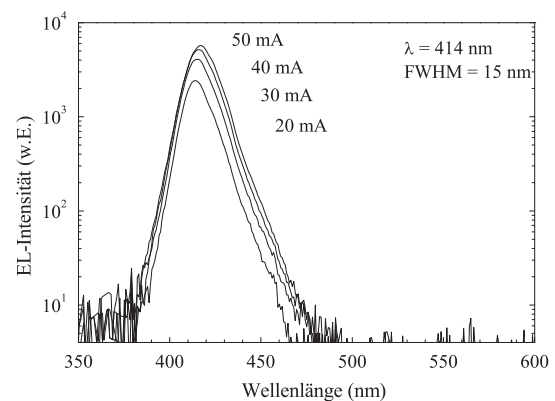


Bild 7.7. Elektrolumineszenz eines RWG-Lasers im Dauerstrichbetrieb unterhalb der Schwelle. Das Emissionsmaximum von 414 nm verschiebt sich mit wachsenden Strömen infolge Erwärmung leicht zu längeren Wellenlängen. Die zugehörige Halbwertsbreite beträgt 15 nm.

Bauelementbelastung. Dies ist im Verlauf der optischen Ausgangsleistung wiederzufinden, wo bis zu Strömen von 30 mA eine nahezu identische Ausgangsleistung beobachtet wird. Für höhere Ströme kommt es bei der Laserstruktur aufgrund der ohmschen Verluste früher zu Erwärmung, was zunächst zur Sättigung der optischen Leistung und ab 60 mA sogar zum thermischen Überrollen führt. Das Emissionsverhalten der Laserstrukturen unterhalb der Schwelle ist in Abbildung 7.7 exemplarisch für ein 600 μm langen und 8 μm breiten RWG-Laser dargestellt. Es zeigt bei 20 mA ein Emissionsmaximum von $\lambda_{\text{peak}} = 414 \text{ nm}$, welches zu einem Strom von 50 mA hin infolge von Erwärmung eine Rotverschiebung von 3 nm durchläuft. Auch für Ströme größer 50 mA wird keine bandkanten-nahe Emission beobachtet, was darauf schließen lässt, dass auch für höhere Stromdichten keine Sättigung des Rekombinationskanales in den Quantentrögen auftritt. Jedoch bildet sich bereits ab einem Strom von 30 mA eine langwellige Schulter im Emissionsspektrum aus, welche auf parasitäre Rekombination in der p-dotierten Wellenführungsschicht hinweist. Ursache hierfür ist ein Überschuss der sehr beweglichen Elektronen, welche nicht in den Quantentrögen lokalisiert werden können, in das p-Material eindringen und dort zum Teil strahlend rekombinieren.

Die Laserstrukturen wurden ebenfalls unter elektrischer Kurzpulsanregung ($t_p = 100 \text{ ns}$, Pulswiederholrate 1 kHz) betrieben. Auch für sehr hohe Stromdichten von 35 - 42 kA/cm^2 ließ sich keine Lasertätigkeit erreichen. Vielmehr wurde eine Degradation der Bauelemente bei Spannungen von 40-50 V und den zugehörigen Strömen von 0,6-0,7 A beobachtet. Aufgrund der geringen Pulslänge bzw. Wiederholrate wird vermutet, dass thermische Effekte dabei eine untergeordnete Rolle spielen. Die anfänglich auftretende Zerstörung des p-Kontaktes im Bereich des Ridge-Fensters infolge hoher Feldstärken konnte durch eine verstärkte Metallisierung von etwa 750 nm vermieden werden. Die IU-Kennlinien der Bauelemente zeigen mit fortschreitender Degradation zunehmendes Kurzschlussverhalten, lassen aber keine unmittelbaren Rückschlüsse auf die auftretenden physikalischen Prozesse zu. Die degradierten Bauelemente weisen unter der Kontaktmetallisierung eine Vielzahl von kleinen Löchern im Mikrometerbereich auf. Zudem lassen TEM-Untersuchungen im p-dotierten GaN und AlGaIn-SLS der betrachteten Laserstrukturen eine hohe Zahl von Defekten in Form von pyramidalen Inversionsdomänen erkennen. Arbeiten von Leroux et al. zeigen, dass diese Inversionsdomänen ähnlich wie der Mg - V_N -Komplex zur Kompensation der p-Leitfähigkeit führen können [129]. Inwieweit das Auftreten dieser strukturellen Defekte mit dem Degradationsverhalten der Laserstrukturen korreliert ist Thema weiterer Untersuchungen.

7.2.4 Optische Anregung prozessierter RWG-Laser

Da die elektrisch injizierten Ladungsträgerdichten offensichtlich nicht ausreichen, um Besetzungsinversion zu erzielen, erfolgte die Anregung der Bauelemente darüberhinaus optisch gepumpt. Hierzu wurden Bauelementstrukturen herangezogen, welche bis auf die Kontaktmetallisierungen vollständig prozessiert sind, d.h. sowohl Ridge als auch geätzte Spiegel besitzen. Wie in Abbildung 7.8 zu sehen ist, erreicht man ohne zusätzliche Verspiegelung der Facetten für eine optische Anregungsdichte größer 610 kW/cm^2 stimulierte

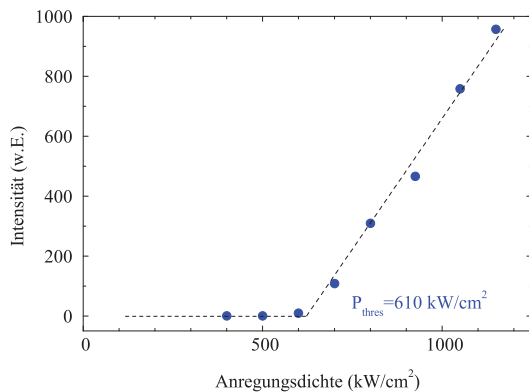


Bild 7.8. Optische Ausgangsleistung einer GaN-basierten Laserstruktur als Funktion der Anregungsleistung. Ab einer Schwellenleistungsdichte von 610 kW/cm^2 wird bei Raumtemperatur Lasertätigkeit erzielt. (Messung: S. Heppel et al., Universität Braunschweig.)

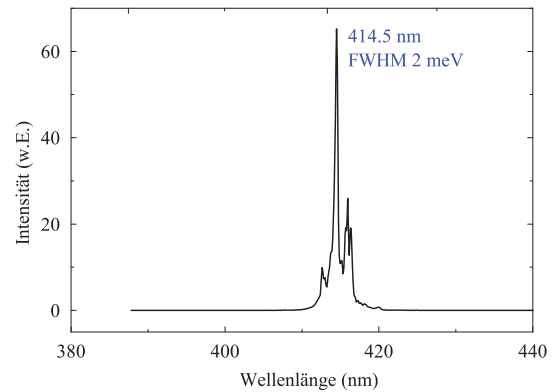


Bild 7.9. Emissionsspektrum des optisch angeregten GaN-Lasers über der Schwelle. Eine Mehrmodenstruktur mit spektraler Halbwertsbreite von $0,27 \text{ nm}$ wird beobachtet. (Messung: S. Heppel et al., Universität Braunschweig.)

Emission. Diese Schwelldichte ist vergleichbar zu der oben mittels VSLM bestimmten Transparenzdichte von 500 kW/cm^2 . Das Emissionsmaximum liegt bei $414,5 \text{ nm}$, besitzt eine Halbwertsbreite von 2 meV und zeigt eine für Breitstreifenlaser typische mehrmodige Struktur (vgl. Abbildung 7.9). Wegen messtechnischer Limitierung konnten keine Strukturen unterschiedlich langer Laserkavitäten homogen angeregt werden, sodass die Bestimmung der Spiegelverluste leider nicht möglich ist. Die Messungen zeigen jedoch, dass die erreichte Qualität von aktiver Zone, AlGaIn-Wellenleiterschichten und Spiegel für Laserbetrieb ausreichend ist und die Bauelemente im wesentlichen durch den elektrischen Injektionsmechanismus begrenzt sind. Bei Verbesserung der elektrischen Injektionseffizienz und der Optimierung der p-seitigen AlGaIn/GaN Schichten sollte elektrisch stimulierter Laserbetrieb realisierbar sein.

7.3 Laserdioden auf SiC

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Laserdiodenstrukturen auf SiC-Substrat wurden von der Fa. OSRAM für die Charakterisierung zur Verfügung gestellt. Das MOVPE-Wachstum sowie die vollständige Prozessierung erfolgte dabei im Bereich OSRAM-OS in Regensburg. Die Strukturen wurden hinsichtlich ihrer IU-Charakteristik und ihres IP-Verhaltens im gepulsten sowie stationären Strombetrieb untersucht. Des weiteren erfolgten Messungen zur Bestimmung der Spiegelverluste und der intrinsischen Verluste. Abschließend wurden erste Laserdioden auf Wärmesenken aufgebaut und charakterisiert.

Abbildung 7.10 zeigt den Aufbau der Laserdioden inklusive Schichtdicken und Materialzusammensetzung. Bei den untersuchten Laserdioden handelt es sich um indexgeführte

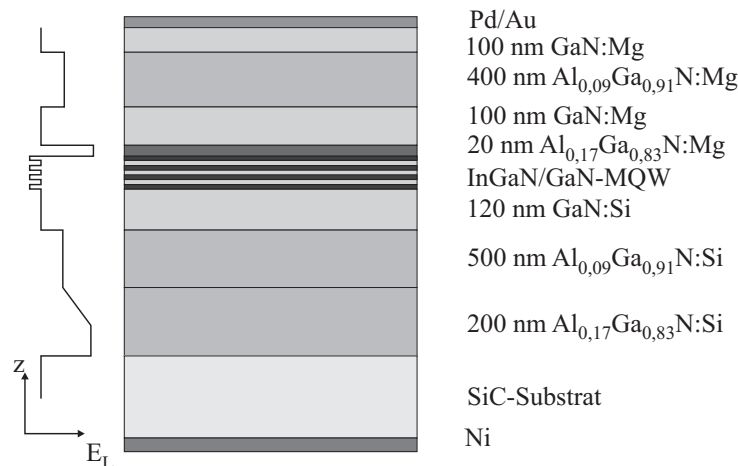


Bild 7.10. Schichtaufbau und Leitungsbandverlauf einer GaN-basierenden Laserdiode auf SiC-Substrat. Das MOVPE-Wachstum und die Prozessierung erfolgt vollständig bei OSRAM-OS in Regensburg [130].

Laserdioden (RWG-Laser) mit einer Ridge-Tiefe von 100-300 nm. Analog zu den in Kapitel 7.2 vorgestellten Saphir-basierenden Strukturen wird mittels SiO₂-Passivierung ein schmales p-Kontaktfenster auf dem Ridge definiert. Der p-seitige Kontakt besteht aus einer Ti/Pd/Au-Metallisierung, für den Rückseitenkontakt wird Ni bei hohen Temperaturen von ca. 900 °C einlegiert [85]. Die Spiegel der Dioden werden durch Brechen hergestellt. Aufgrund der hohen Bruchfestigkeit von SiC muss das Substrat vor dem Spalten auf ca. 80 μm abgedünnt werden, um stufenlose Facetten realisieren zu können. Nach dem Brechen erhält man ca. 2 cm breite Barren, auf welchen die Laserdioden mit einer Resonatorlänge von 600 μm parallel angeordnet sind.

7.3.1 Einbrennverhalten der Laserdioden

Beim ersten Betrieb zeigen die betrachteten Bauelemente unter Laserbetrieb trotz konstanter Temperatur und Stromdichte zunächst einen Anstieg der Ausgangsleistung über die Zeit. Der typische Verlauf eines solchen Einbrennverhaltens ist für Pulsbetrieb bei 100 ns, 2 kHz in Abbildung 7.11 dargestellt. Der Strom (gestrichelte Linie) wird zunächst auf seinen Soll-Wert von 26 kA/cm² geregelt. Die Ausgangsleistung steigt bei Überschreiten der Schwelle von 21 kA/cm² stark an und erreicht einen vorläufigen Endwert. Ein regelungsbedingtes Überschwingen des Betriebsstromes schlägt sich dabei auch in der Ausgangsleistung nieder. Nach etwa 30 Sekunden beginnt die Lichtleistung anzusteigen, wobei der Verlauf durch

$$P = P_{max} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (7.10)$$

beschrieben werden kann. Nach etwa sechs Minuten hat die Ausgangsleistung ihr Maximum erreicht, danach setzt leichte Degradation ein. Ist ein Laser einmal eingebrennt, so ist bei nachfolgenden Messungen kein weiteres Einbrennverhalten mehr zu beobachten. Allerdings ist der Effekt zu einem gewissen Teil reversibel. Durch 20-minütiges Tempern bei

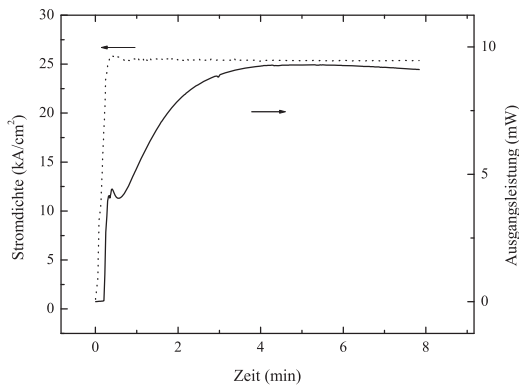


Bild 7.11. Typisches Einbrennverhalten eines gepulsten Lasers (100 ns, 2 kHz) bei konstanter Stromdichte (26 kA/cm^2) am Beispiel eines Bauelementes mit $5,5 \mu\text{m}$ breitem Ridge und einer Resonatorlänge von $600 \mu\text{m}$.

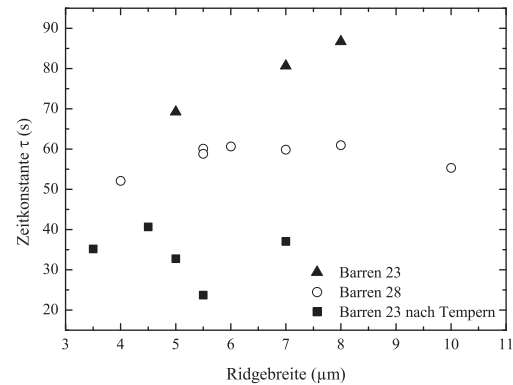


Bild 7.12. Zeitkonstante τ gemäß Gleichung 7.10 für das Einbrennen verschiedener Laserbarren. Die beobachteten Zeitkonstanten variieren über die Probenposition (Barrennummer) und verringern sich nach einem durchgeführten Tempernschritt.

$325 \text{ }^\circ\text{C}$ in Stickstoffatmosphäre kann erreicht werden, dass bereits betriebene Bauelemente erneut ein Einbrennverhalten zeigen. Die ursprüngliche maximale Ausgangsleistung des Bauelementes kann nach Durchführen des Tempernschrittes nicht mehr erreicht werden, d.h. es kommt infolge des Tempernschrittes zu Bauelementdegradation. Die Zeitkonstanten für das Einbrennen von Lasern mit unterschiedlicher Ridgebreite, Probenposition sowie durchgeführtem Tempernschritt sind in Abbildung 7.12 aufgetragen. Die Laser des Barrens 28 zeigen Zeitkonstanten τ von etwa 60 s, während die Bauelemente von Barren 23 mit $\tau = 70 - 80 \text{ s}$ bei gleicher Stromdichte etwas langsamer einbrennen. Nach dem Tempern werden deutlich kleinere Zeitkonstanten von etwa 35 s beobachtet. Einen Hinweis darauf, dass es sich bei dem Einbrennverhalten nicht unbedingt um einen Hochstromeffekt handelt, liefert die Beobachtung, dass sich die Laser zum Teil auch durch Vorspannen mit -10 V über einen Zeitraum von 10 Minuten einbrennen lassen. Allerdings ergibt sich hier kein geschlossenes Bild, d.h. einige Laser zeigen auch nach dem Vorspannen in Rückwärtsrichtung ein Einbrennverhalten während des anschließenden Pulsbetriebes über der Laserschwelle. Eine mögliche Erklärung für das Einbrennen der Laser ist das Absättigen von Störstellen. Abhängig von der vorliegenden Defektdichte des Bauelementes würden sich unterschiedliche Einbrennbedingungen ergeben.

7.3.2 Bestimmung der Facettenrauheit

Zur Abschätzung der Spiegelreflektivität wurden AFM-Messungen an den gebrochenen Laserspiegeln durchgeführt. Das Messergebnis einer unbeschichteten Laserfacette ist in Abbildung 7.13 dargestellt. Man erkennt deutlich den Spiegel des Lasers sowie den Übergang zum SiC-Substrat. Für die GaN-Facette ergibt sich eine rms-Rauheit von $0,4 \text{ nm}$,

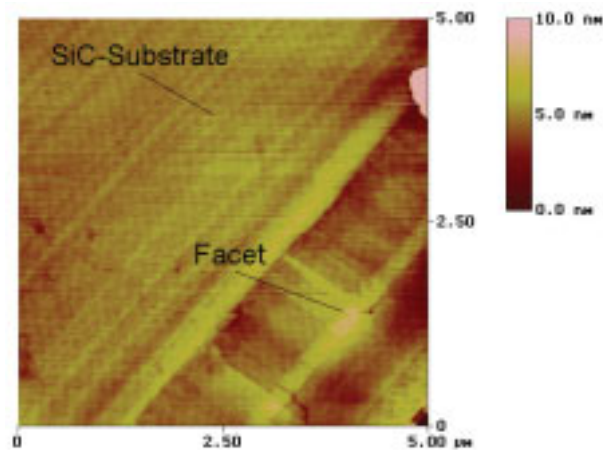


Bild 7.13. AFM-Messung der gebrochenen Facette eines GaN-Lasers auf SiC-Substrat. Die gemessene rms-Rauheit beträgt 0,4 nm.

wodurch sich nach Abschnitt 7.1.2 die Reflektivität zu $0,999 \cdot R_0 \approx 17\%$ abschätzen lässt. Die Spiegelreflektivität wird also nur in einem zu vernachlässigenden Maße von der geringen Facettenrauheit reduziert.

7.3.3 Bestimmung der intrinsischen Verluste

Zur Bestimmung der internen Absorptionsverluste wurden Laserdioden verwendet, welche einseitig eine hochreflektierende Verspiegelung (*HR-coating*) besitzen. Die Verspiegelung besteht aus einem Stapel von dielektrischen Schichten mit einer Dicke von $\lambda/4$ und besitzt eine Reflektivität von $R \approx 0,95-0,98$ [86]. Der verwendete experimentelle Aufbau ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Eine gespaltene optische Faser mit einem Durchmesser von

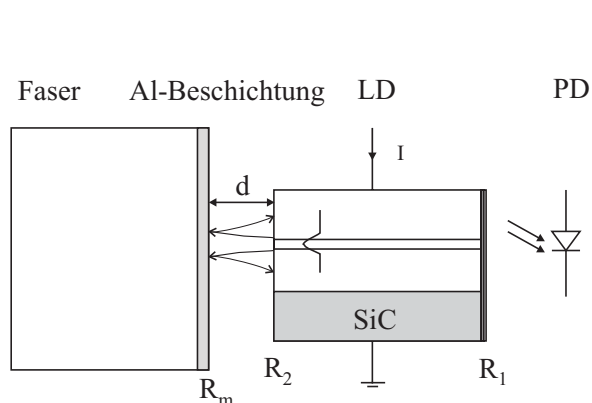


Bild 7.14. Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der internen Verluste durch Verwendung eines Mikrospiegels.

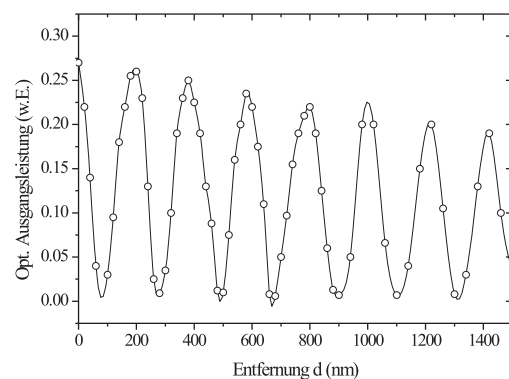


Bild 7.15. Optische Ausgangsleistung, gemessen an der HR-verspiegelten Facette des Lasers, in Abhängigkeit der Mikrospiegelposition.

100 μm wurde mit einer 200 nm dicken Al-Schicht bedampft und dient als Mikrospiegel. Für den betrachteten Wellenlängenbereich zwischen 400 und 410 nm kann die Reflektivität des Mikrospiegels zu $R = 0,91$ angenommen werden [106]. Die Positionierung des externen Mikrospiegels vor der unbeschichteten Facette des Lasers erfolgt mit einer piezogesteuerten dreiachsigen Translationseinheit, welche eine Genauigkeit von etwa 25 nm erlaubt. Die optische Ausgangsleistung der Laserdiode wird auf der HR-verspiegelten Laserfacette mit Hilfe eines Mikroskopobjektives gesammelt und über eine Photodiode erfasst. Um Kippfehler auszugleichen und die Laserfacette exakt parallel zum Mikrospiegel auszurichten, befindet sich der zu messende Laserbarren mitsamt seiner Wärmesenke auf einem vierachsigen Wellenleiterpositioniertisch. Die Messung der IP-Charakteristik erfolgt bei 50 ns langen Pulsen und einem Tastverhältnis von 0,05%. Zur verbesserten Impedanzanpassung wird das Bauelement zusätzlich mit einem Vorstrom von 1 mA betrieben.

Abbildung 7.15 zeigt die Ausgangsleistung bei konstantem Diodenstrom in Abhängigkeit des Mikrospiegelabstandes d von der unbeschichteten Facette. Die Ausgangsleistung weist charakteristische Fabry-Perot-Resonanzen auf, welche durch Kopplung der Laserkavität mit einem zweiten externen Resonator entstehen. Der externe Resonator wird dabei aus unbeschichteter Laserfacette und dem Mikrospiegel gebildet. Aufgrund der Strahldivergenz verringert sich mit zunehmendem Distanz d der Überlapp von reflektiertem Laserstrahl mit dem Modenprofil der Laserdiode. Dadurch kommt es zu einer verringerten Rückkopplung des Lichtes in die Lasermode, was sich durch einen exponentiellen Abfall der Oszillation ausdrückt. Für die Abschätzung der internen Verluste soll die externe Kavität durch eine Facette mit variabler effektiver Reflektivität $R_{2,eff}(d)$ ersetzt werden [131]. Die rechnerische Modellierung von $R_{2,eff}(d)$ berücksichtigt die Reflektivität des HR-beschichteten Spiegels R_1 , die Reflektivitäten der unbeschichteten Facette R_2 und des Mikrospiegels R_m sowie die Emissionswellenlänge λ , den Abstand d des Mikrospiegels zur Facette R_2 und die Form der Lasermode. Die Verluste infolge der Strahldivergenz werden erfasst, indem der Überlapp aus Lasermode und dem Strahlprofil nach der doppelten Resonatorlänge berechnet werden. In Abbildung 7.16 ist die berechnete effektive Reflektivität $R_{2,eff}(d)$ für die Parameter $R_m = 0,9$ und $R_2 = 0,18$ dargestellt. Der Kurvenverlauf von $R_{2,eff}(d)$ zeigt wie die Messkurve der Ausgangsleistung in Abbildung 7.15 starke Oszillation und ein exponentielles Abklingen mit wachsendem Abstand d . Ergänzend skizziert sind die Einhüllenden für kleinere Werte von R_2 . Sie repräsentieren den Fall einer reduzierten Facettenreflektivität z.B. infolge von ätzinduzierten Spiegelrauheiten. Wie die in Kapitel 7.3.2 sowie [128] vorgestellten AFM-Messungen zeigen, bewegen sich die rms-Rauheiten der gespaltenen Facetten im Bereich eines Nanometers, so dass gemäß Gleichung 7.8 die Rauheit keinen signifikanten Einfluss auf die Spiegelreflektivität besitzt. Für die folgende Abschätzung der internen Verluste wird daher von $R_2 = 0,18$ für die unbeschichtete GaN-Facette ausgegangen. Abbildung 7.17 zeigt die Strom-Ausgangsleistungs-Charakteristik, welche am HR-beschichteten Spiegel detektiert wurde, für verschiedene Positionen des Mikrospiegels. Wie erwartet, beeinflusst die variierende effektive Reflektivität $R_{2,eff}(d)$ das beobachtete Kennlinienverhalten. Für steigende Werte von $R_{2,eff}$ erhält man eine deutliche Abnahme der Laserschwelle sowie einen wachsenden differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d . Die höchste Ausgangsleistung bei konstanter Stromdichte wird detektiert,

wenn man den Mikrospiegel in unmittelbare Nähe der unbeschichteten Facette bringt. Im Vergleich zum Bauelement ohne Mikrospiegel erhält man für diesen Fall eine um 20 % reduzierte Schwellstromdichte sowie eine um den Faktor zwei höhere Kennliniensteigung.

Zur Abschätzung der internen Verluste wurde Gleichung 7.3 herangezogen. Berücksichtigt man für die Spiegelverluste α_{mir} den Zusammenhang aus Gleichung 7.3 und führt die Konstanten A und B ein, so lässt sich 7.3 umformulieren zu

$$I_{th} = A \left[B + \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_{2,eff}} \right] \approx A \left[B + \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_{2,eff}} \right] \quad (7.11)$$

Typische Literaturwerte von α_i liegen zwischen 35 und 45 cm^{-1} , sodass der R_1 -enthaltende Term für eine Resonatorlänge von $L = 600 \mu\text{m}$ gegenüber den internen Verlusten vernachlässigt werden kann [1, 132]. In Abbildung 7.18 sind die gemessenen Schwellströme in Abhängigkeit der berechneten Werte für $R_{2,eff}(d)$ aufgetragen. Die Anpassung der Daten

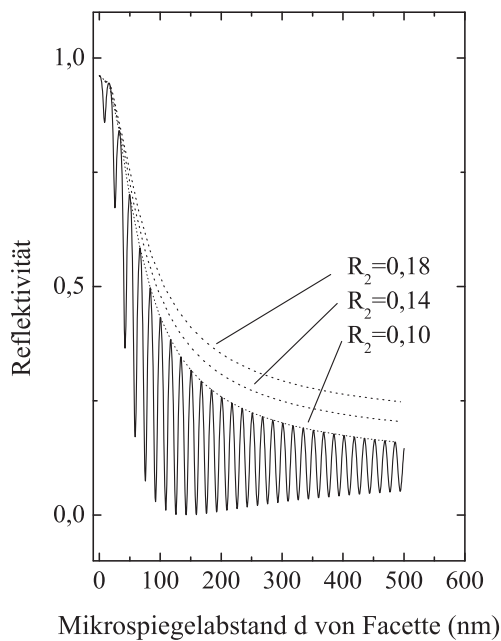


Bild 7.16. Berechnete effektive Reflektivität $R_{2,eff}$ als Funktion des Mikrospiegelabstandes d zur unbeschichteten Facette für $R_1 = 0,92$ und $R_2 = 0,18$. Aufgrund der Strahldivergenz wird mit steigendem Abstand d weniger Licht in die Lasermode zurückreflektiert, sodass ein exponentielles Abklingen zu beobachten ist. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Einhüllenden für geringere Facettenreflektivitäten R_1 , wie sie infolge ätzinduzierter Oberflächenrauheiten auftreten können.

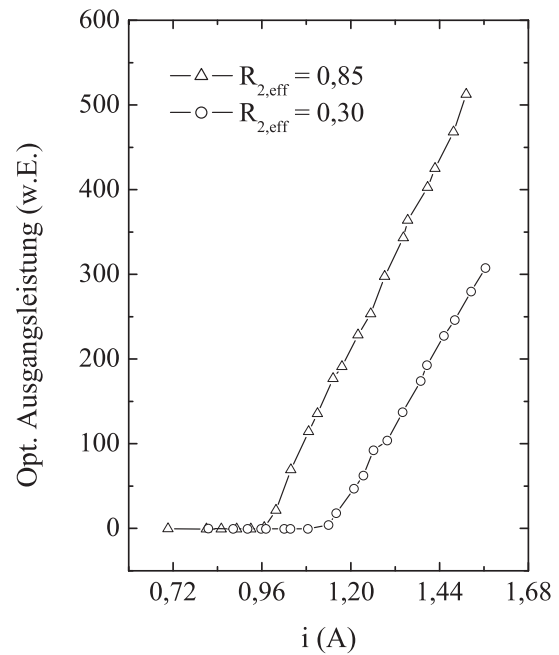


Bild 7.17. Strom-Ausgangsleistungscharakteristik, gemessen auf der HR-beschichteten Facettenseite des Bauelementes als Funktion der Mikrospiegelposition und der daraus resultierenden Reflektivität $R_{2,eff}$. Mit steigendem $R_{2,eff}$ lässt sich eine wesentliche Reduktion des Laserschwellstromes und eine verbesserte Lasereffizienz beobachten.

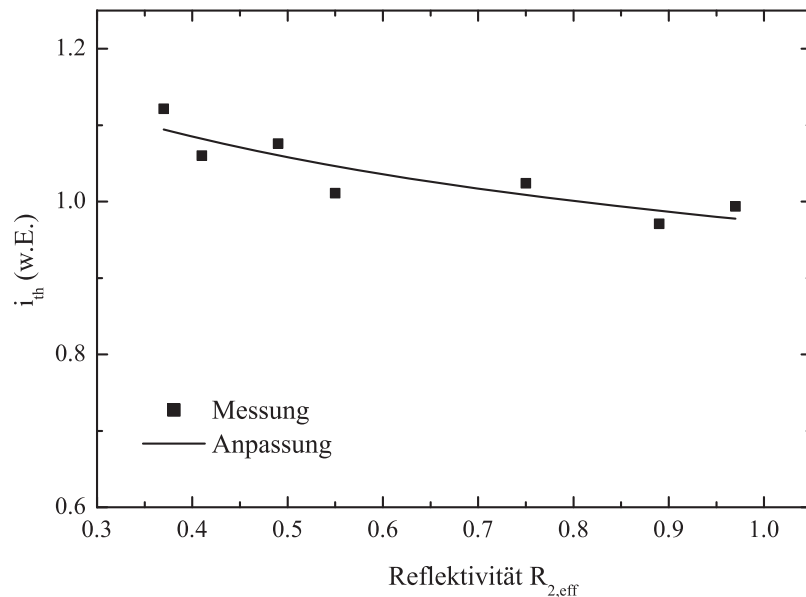


Bild 7.18. Bestimmung der internen Verluste α_i durch Anpassen des Schwellstromes in Abhängigkeit der effektiven Reflektivität $R_{2,eff}$ nach Gleichung 7.11. Die ermittelten Werte für α_i liegen zwischen 50 und 60 cm^{-1} .

mittels Gleichung 7.11 liefert für die internen Verluste α_i der untersuchten Bauelemente Werte zwischen 50 und 60 cm^{-1} . Diese Werte weisen gute Übereinstimmung mit den Daten auf, welche zu späterem Zeitpunkt anhand der Schwellstromvariation verschiedener Kavitätslängen bestimmt wurden. Härle et al. berichteten hierbei für nominell gleiche Schichtstrukturen Werte zwischen 30 und 50 cm^{-1} für die internen Verluste [86, 130].

7.3.4 Einfluss der Ridgebreite auf die Lasereigenschaften

Im Folgenden soll der Einfluss der Ridgebreite auf die elektrischen und optischen Eigenschaften des Bauelementes betrachtet werden. Abbildung 7.19 zeigt die Ausgangsleistung verschiedener Laser mit beidseitiger HR-Verspiegelung unter Anregung mit 200 ns langen Pulsen und einer Pulswiederholrate (PRF) von 10 kHz . Die Bauelemente befinden sich auf einem Barren und unterscheiden sich nur bezüglich ihrer Ridgebreite. Erwartungsgemäß weisen die Laserdioden stark unterschiedliche Schwellströme auf, die Effizienz $\eta = \frac{dP}{dI}$ ist für alle Kennlinien nahezu gleich und beträgt im Mittel $\eta = 1,93 \cdot 10^{-4} \text{ W/A}$. Für η ist also keine Abhängigkeit von der Ridgebreite zu beobachten. Trägt man nun die Laserschwelle über der Ridgebreite auf, so ergibt sich der in Abbildung 7.20 dargestellte Verlauf. Man erhält einen linearen Zusammenhang, der sich durch

$$\frac{I_{th}}{\text{A}} = -0,06907 + 0,0705 \cdot \frac{w_{ridge}}{\text{(\mu m)}} \quad (7.12)$$

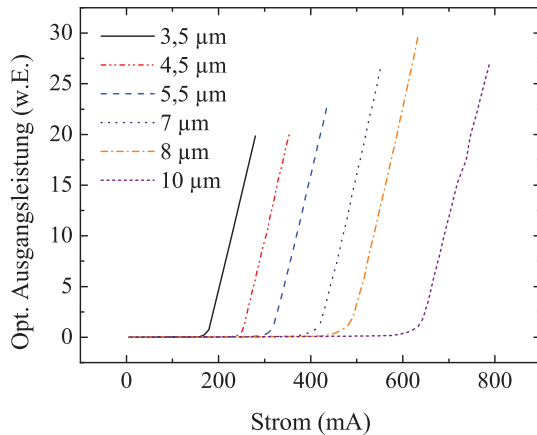


Bild 7.19. Ausgangsleistung von Laserdioden mit verschiedenen Ridgebreiten bei Anregung im Pulsbetrieb ($t_p = 200$ ns, PRF = 10 kHz).

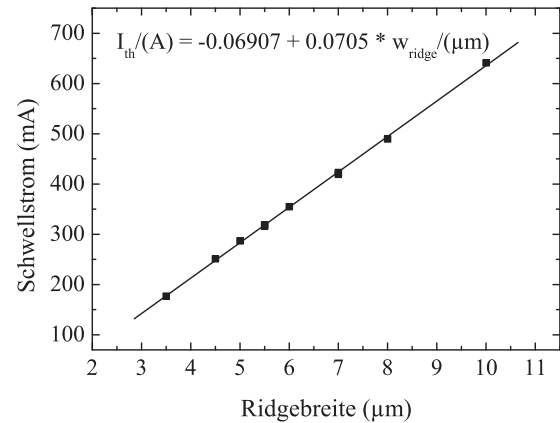


Bild 7.20. Auftragung der ermittelten Laserschwelle über der nominellen Ridgebreite.

beschreiben lässt, wobei w_{ridge} die Ridgebreite in Mikrometern bezeichnet. Gleichung 7.12 liefert für einen Schwellstrom von Null einen negativen Achsenabschnitt, was physikalisch nicht sinnvoll ist. Der Schnittpunkt der Gerade mit der x-Achse bei $0,98 \mu\text{m}$ kann dadurch erklärt werden, dass die tatsächliche Ridgebreite etwa ein Mikrometer schmaler sein muss als die nominelle Breite. Dies ist auf chiptechnologische Abweichungen bei Lithographie und Ätzen des Ridges zurückzuführen. Mit der um etwa $1 \mu\text{m}$ korrigierten Ridgebreite ergibt sich für die betrachteten Laser eine Schwellstromdichte von $j_{th} = 11,8 \pm 0,17 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$, wobei keine Abhängigkeit von der Ridgebreite besteht. Daraus lässt sich entnehmen, dass bei den untersuchten Bauelementen weder im p-dotierten Bereich noch in der aktiven Zone eine starke Stromaufweitung stattfindet, sodass für den Injektionsquerschnitt mit der Ridgebreite gerechnet werden kann. Die ermittelten Werte der Schwellstromdichte liegen im Vergleich zu den ersten kommerziell erhältlichen GaN-basierenden Lasern ($j_{th} = 2,8 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$) um etwa einen Faktor 4 höher [133].

Zur Betrachtung des Fernfeldes diente als Messvorrichtung der in [134] beschriebene Aufbau, bei welchem der Messbereich des Fernfeldes mit einer sich an einem Schwenkarm befindlichen Photodiode abgefahren wird. Durch ein Potentiometer in der Achse des Schwenkarmes kann nach Kalibration die relative Intensität in Abhängigkeit der Winkelposition erfasst werden [134]. Aufgrund des oben beschriebenen epitaktischen Schichtaufbaus besitzen GaN-Laser eine geringere vertikale Wellenführung in der aktiven Zone und damit eine nicht ganz so starke Aufbeugung des Laserstrahles in vertikale Richtung (*fast axis*) wie typischerweise Laserdioden des AlGaInAs-Systems. Messungen ergaben für Bauelemente mit einer Ridgebreite von $6 \mu\text{m}$ einen Fernfeldwinkel von etwa 32° bei 1,2-facher Schwellstromdichte. Der zugehörige horizontale Fernfeldwinkel (*slow axis*) betrug $8,4^\circ$. Abbildung 7.21 zeigt die horizontalen Fernfelder eines $6 \mu\text{m}$ sowie eines $30 \mu\text{m}$ breiten Lasers bei einer Stromdichte von etwa $1,2 \cdot j_{th}$. Während man für Bauelemente mit einer Ridgebreite bis $8 \mu\text{m}$ transversale Einmodigkeit erhält, zeigt der $30 \mu\text{m}$ breite Laser bereits

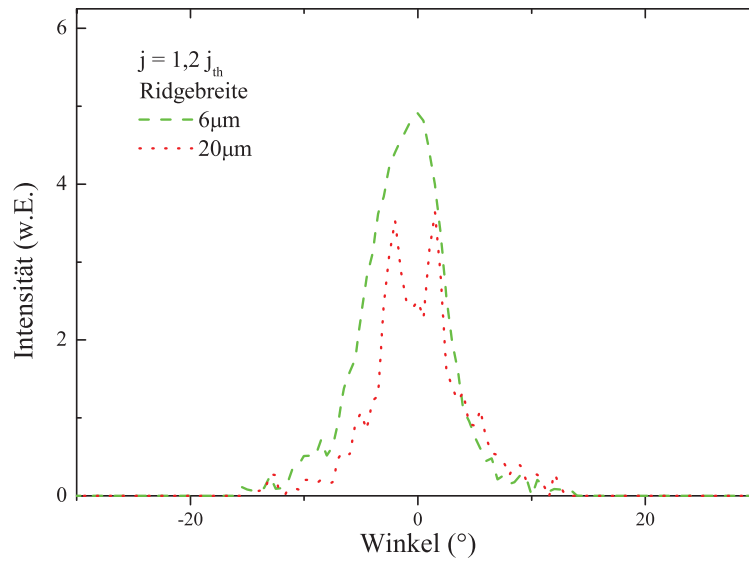


Bild 7.21. Gemessenes horizontales Fernfeld für Laser verschiedener Ridgebreite bei einer Stromdichte von $j \approx 1,2 \cdot j_{th}$ und $t_p = 200$ ns, PRF = 10 kHz. Bei einer Ridgebreite von $6 \mu\text{m}$ sind die untersuchten Laser nahezu transversal einmodig während für die $20 \mu\text{m}$ breite Struktur Mehrmodigkeit zu beobachten ist.

ab der Schwelle Mehrmodigkeit.

Die charakteristische Temperatur T_0 , welche ein Maß für die Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle ist, wurde ebenfalls durch gepulste IP-Messungen ($t_p = 100$ ns, PRF = 2 kHz) im Temperaturbereich von 0°C bis 60°C bestimmt. Vergleichend erfolgte die T_0 -Bestimmung an zwei Nichia-Lasern im Dauerstrichbetrieb, welche Emissionswellenlängen von $\lambda = 400$ nm und $\lambda = 425$ nm besaßen. Durch Anpassen der Messwerte bei einer Pulslänge von 100 ns mittels

$$I_{th} = I_0 \exp\{T/T_0\} \quad (7.13)$$

ergeben sich für die betrachteten Laser unabhängig von der jeweiligen Ridgebreite Werte von etwa 145-155 K. Bei längerer Pulsdauer von 400 bzw. 800 ns steigt die Temperatur trotz konstanter Wärmesenke im Bauelement an, wodurch sich die Laserschwelle erhöht und damit T_0 auf Werte von ca. 120 K abfällt [135]. Im Vergleich dazu zeigen die untersuchten Laser der Fa. Nichia im cw-Betrieb charakteristische Temperaturen von 154 K bei $\lambda = 400$ nm bzw. 189 K bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 425$ nm [135]. Unter Vernachlässigung von Auger-Effekte und freier Ladungsträgerabsorption und unter Annahme, dass die Stärke des Ladungsträgereinschlusses in der aktiven Zone hauptsächlich durch die Energiedifferenz zwischen QW und Barriere bestimmt wird, ist zu erwarten, dass sich die charakteristische Temperatur näherungsweise linear zum reziproken Bandoffset zwischen Quantentrögen und umgebenden Barrieren verhält und somit für längere Emissionswellenlängen ansteigt.

Zusammenfassend ergibt sich, dass die Schwelle durch eine für alle untersuchten Ridgebreiten konstante Schwellstromdichte gekennzeichnet ist, was darauf hindeutet, dass das

Epitaxiematerial zumindest in der aktiven Zone eine hohe Homogenität aufweist. Für den angestrebten Gleichstrom-Betrieb ist damit zu erwarten, dass zuerst Laser mit schmalen Ridge stabil betrieben werden können. Bei diesen sind die Spannung und der absolute Schwellstrom kleiner, wodurch die umgesetzte Leistung und damit die Erwärmung des Bauelementes geringer ist als bei Lasern mit breiterem Ridge.

7.4 Aufbautechnik

Für den angestrebten Betrieb der Laserdioden im Dauerstrich-Betrieb ist die Eigenerwärmung der Bauelemente ein limitierender Faktor. Einerseits muss daher versucht werden, die zugeführte elektrische Leistung zu minimieren, was hauptsächlich durch Optimierung der epitaktischen Schichten sowie der zugehörigen Prozesstechnologie erfolgen kann. Andererseits ist ein möglichst hoher Wärmeabtrag aus dem Bauelement, d.h. geringer thermischer Widerstand zu gewährleisten. Die Wärmequellen bei den vorliegenden Bauelementen sind vor allem die p-Kontaktzone sowie der Bereich der aktiven Zone. Prinzipiell können die Dioden mit der Substratseite (*junction-side up*) oder der aktiven Zone zur Wärmesenke hin (*junction-side down*) aufgebaut werden. Da der thermische Widerstand reziprok zur durchströmten Fläche ist, wird zwischen dem eigentlichem Kühlkörper und dem Halbleiter ein zusätzlicher Wärmespreizer (*heat spreader*) mit hoher thermischer Leitfähigkeit eingebracht. Dieser verteilt die Wärme auf einen größeren Querschnitt und verringert so R_{th} . Gleichzeitig sorgt der Wärmespreizer für eine Anpassung bezüglich der thermischen Ausdehnung von Kühlkörper und Halbleiter. Insbesondere bei der Verwendung von Hartloten, welche keine mechanischen Verspannungen aufnehmen, ist diese Anpassung für eine langzeitstabile Verbindung notwendig. Prinzipiell erwartet man den geringeren thermischen Widerstand für die *junction-side down*-Konfiguration, da der Abstand zwischen

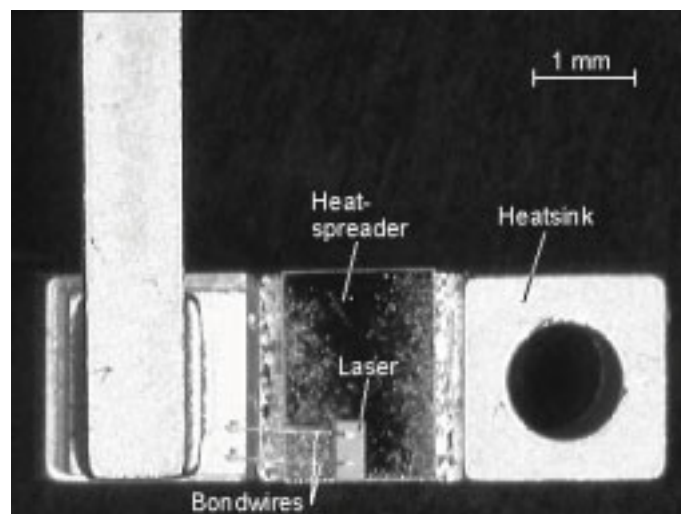


Bild 7.22. In *junction-side down*-Konfiguration montierter Laser, welcher mittels eutektischem AuSn auf eine Wärmesenke gelötet ist. Zu erkennen sind neben dem Laser die Wärmespreizer-Schicht aus kubischem Bornitrid (cBN) sowie die rückseitigen Bonddrähte.

Wärmesenke und -quelle minimiert ist. Bei Einzelbauelementen oder RWG-Lasern kann dieser Vorteil jedoch durch die geringere Auflagefläche und vorhandene Passivierungsschichten (meist Oxide) mit geringer thermischer Leitfähigkeit kompensiert werden. Die untersuchten Bauelemente wurden zunächst vereinzelt und anschließend auf vorgefertigte Laserwärmesenken der Firma Sumitomo aufgelötet. Dann erfolgte die Verbindung des zweiten Bauelementkontaktes mittels Bonddraht auf den galvanisch getrennten Kontakt der Wärmesenke. Als Lot kam eutektisches $\text{Au}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}$ -Hartlot zum Einsatz, welches eine Schmelztemperatur von 278°C besitzt. Die Wärmespreizerschicht bestand alternativ aus CVD-Diamant, kubischem Bornitrid (cBN) oder $\text{Cu}_{0,11}\text{W}_{0,89}$. Abbildung 7.22 zeigt ein *junction-side down*-montiertes Bauelement auf einem cBN-Wärmespreizer, welches rückseitig durch zwei Bondverbindungen kontaktiert ist. Bei Montage von Laserdioden auf Wärmesenken mit CVD-Diamant erhielt man nach dem Löten eine deutliche Bauelementdegradation bezüglich elektrischer und optischer Charakteristik. Da sich das verwendete AuSn-Lot kaum plastisch verformt, wird der Laser beim Abkühlen nach dem Lötprozess mechanisch stark beansprucht. Es ist zu vermuten, dass es infolge der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zur Ausbildung von Rissen im Halbleiter kommt. Soweit nicht explizit erwähnt, erfolgte die Montage der im folgenden vorgestellten Laserdioden auf cBN-Wärmespreizern.

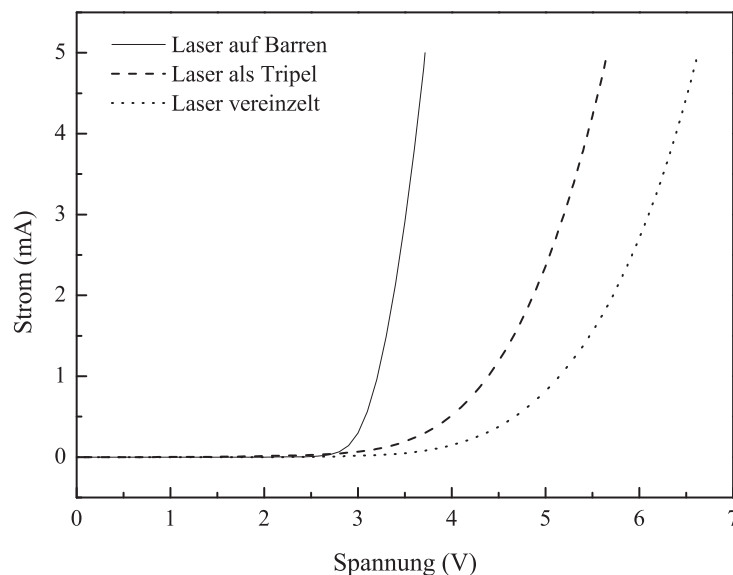


Bild 7.23. Strom-Spannungskennlinien von Lasern vor und nach dem Vereinzeln in unterschiedlich grosse Barrenelemente. Serienwiderstand und Knickspannung wachsen mit sinkender Fläche des rückseitigen Kontaktes.

7.4.1 Vereinzeln der Bauelemente

Zur Montage werden die Bauelemente durch Zersägen der Barren vereinzelt. Idealerweise sollten sich die Eigenschaften der Dioden durch das Vereinzeln nicht ändern. Es wurde jedoch ein deutlicher Anstieg der Knickspannung um zwei bis drei Volt bei den separierten Bauelementen beobachtet. Um die Ursache dieses Anstieges zu untersuchen, wurden die Laser zunächst im Barrenverbund gemessen und dieser dann sukzessive zersägt. Abbildung 7.23 zeigt die IU-Kennlinie eines Lasers in Barrenform, nach dem Zersägen in einen Verbund von drei Bauelementen und schließlich nach kompletter Vereinzlung. Da nach Halbieren der Barren noch keine Spannungsveränderung beobachtet wurde, kann eine Schädigung der Bauelemente durch hohe Temperaturen oder mechanische Belastung während des Sägeprozesses ausgeschlossen werden. Offensichtlich hängt die Kennlinienverschlechterung von der Bauelementgröße und damit der Fläche des Rückseitenkontaktes ab. Die Kennlinien zeigen dabei neben einem höheren Serienwiderstand eine Verschiebung der Knickspannung. Dies bedeutet, dass der n-Kontakt auf dem SiC einerseits einen erheblichen Beitrag zum gesamten Serienwiderstand liefert, andererseits kein ideales ohmsches Kennlinienverhalten aufweist. Zur Verringerung der Verlustleistung birgt die rückseitige Metallisierung damit ein erhebliches Optimierungspotential.

7.4.2 Verhalten aufgebauter Laserdioden

Für den Aufbau in *junction side up*-Konfiguration erweist sich die Montage als relativ unkritisch. Im Gegensatz zur *junction side down*-Montage kann es hier nur schwer zum Kurzschließen am pn-Übergang infolge von Benetzung der Laserspiegel bzw. der Seitenkanten

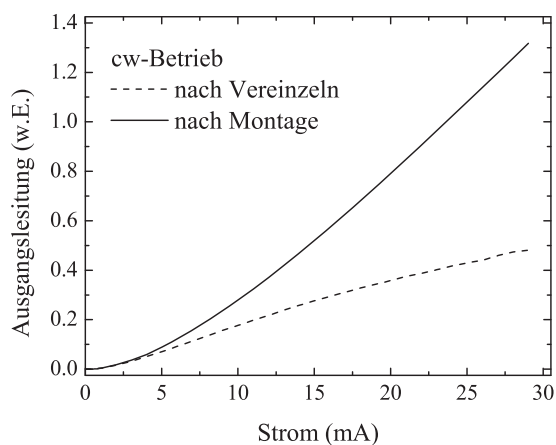


Bild 7.24. Strom-Ausgangsleistungs-Charakteristik vor und nach Aufbau in *junction side up*-Konfiguration auf einer Wärmesenke.

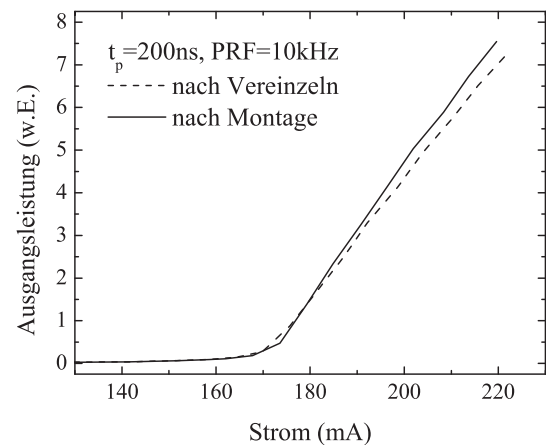


Bild 7.25. Ausgangsleistung vor und nach *junction side up*-Montage eines vereinzelt Lasers mit $3,5 \mu\text{m}$ breitem Ridge. Die Anregung erfolgt im Pulsbetrieb mit $t_p = 200 \text{ ns}$ und $\text{PRF} = 10 \text{ kHz}$.

mit Lot kommen. Der Montageprozess führt daher zu keiner merklichen Veränderung der IU-Kennlinie. Der Aufbau von Lasern mit der Oberfläche nach unten stellt sich problematischer dar. Hier muss insbesondere beim Lötprozess eine Feinabstimmung der Anpresskraft erfolgen. Wird das Bauelement während des Lötens zu fest in das Lot gedrückt, so besteht die Gefahr, den pn-Übergang kurzzuschliessen sowie den hervorstehenden Ridge mechanisch zu stark zu beanspruchen. Ist die Anpresskraft zu gering, kann es zur Bildung eines Hohlraumes an der Kante zur p-Metallisierung kommen. Die mechanische Belastung, welcher das Bauelement während des sich anschließenden Drahtbond-Schrittes unterworfen ist, kann eine Degradation bis hin zur Zerstörung des Lasers bewirken. In Abbildung 7.24 und 7.25 ist die IP-Charakteristik eines *junction side up*-aufgebauten Bauelementes im Dauerstrich- sowie Pulsetrieb dargestellt. Eine deutliche Änderung vor und nach der Montage zeigt sich bei der Gleichstrom-Ausgangsleistung in Abbildung 7.24. Während die Leistung des vereinzelt Lasers bereits bei wenigen Milliampere infolge der thermischen Belastung Sättigungseffekte zeigt, steigt die Ausgangsleistung nach Montage aufgrund der effizienteren Wärmeabfuhr auf mehr als das Doppelte an. Der Einfluss der Aufbautechnik auf die Laserschwelle im gepulsten Betrieb bei einer Pulslänge von 200 ns und einer Wiederholrate von 10 kHz ist, wie Abbildung 7.25 zu entnehmen ist, nur gering. Es ergibt sich nur ein leichter Anstieg der Ausgangsleistung, was bedeutet, dass das geringe Tastverhältnis von 0,2% noch keinen thermischen Einfluss auf die Laserschwelle bzw. die Ausgangsleistung besitzt.

Abbildung 7.26 zeigt die optische Ausgangsleistung eines *junction side up*-montierten Lasers als Funktion der Zeit innerhalb des Anregungspulses. Die Pulswiederholrate beträgt lediglich 100 Hz, um ein Abkühlen des Bauelementes zwischen den einzelnen Pulsen zu gewährleisten. Wie lange Lasertätigkeit innerhalb des elektrischen Pulses aufrecht erhalten wird, hängt von der zugeführten elektrischen Leistung und der Aufbautechnik des Bauelementes ab. Die exponentiellen Abklingzeiten nicht aufgebauter Laser bewegen sich im Bereich weniger Mikrosekunden. Für den aufgebauten Laser in Abbildung 7.26 wurde eine Abklingkonstante von $271 \mu\text{s}$ ermittelt. Damit ließen sich an $3,5 \times 600 \mu\text{m}$ -Resonatoren für die eingestellte PRF von 100 Hz maximale optische Pulslängen von $350 \mu\text{s}$ bei Raumtemperatur realisieren. Die erreichten maximalen Pulslängen in *junction side down*-Konfiguration bewegten sich bei vergleichbarer Werten, ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen wurde nicht beobachtet. Eine Ursache hierfür ist die relativ hohe Wärmeleitfähigkeit des SiC-Substrates. Die größten Beiträge zum thermischen Widerstand des Systems stammen von den AlGaIn/GaN-Schichten und dem verwendeten AuSn-Lot. Berechnungen von Bour et al. des thermischen Widerstand von GaN-Laserdioden auf Saphir- und SiC-Substrat ergeben für die Montage konventioneller SiC-Strukturen mittels In-Lot in *junction side up*-Montage einen thermischen Widerstand von etwa 15 K/W [136]. R_{th} ist dabei nur gering abhängig von der eingesetzten Substratdicke des SiC. Im Vergleich dazu beträgt der thermische Widerstand einer Laserstruktur auf $80 \mu\text{m}$ dickem Saphir etwa 40 K/W [136]. Für SiC-basierende Strukturen, welche mit der Oberfläche nach unten aufgebaut sind, kann nur mehr eine kleine Verbesserung von R_{th} auf ca. $5\text{-}10 \text{ K/W}$ erreicht werden [130]. Dieses Verhalten wurde durch Messungen an aufgebauten Laserdioden mit variierendem Tastverhältnis bestätigt. Abbildung 7.27 zeigt die

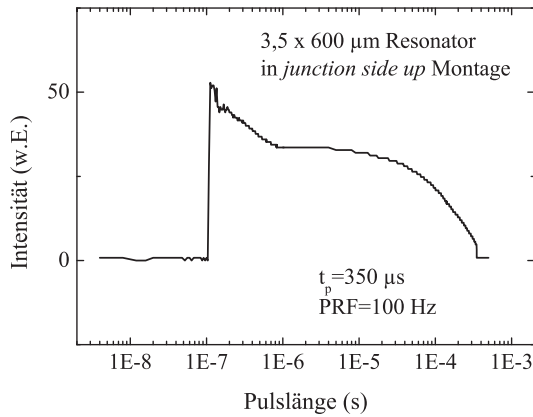


Bild 7.26. Optische Impulsantwort eines $3,5 \times 600 \mu\text{m}$ -Resonators in *junction side up*-Montage nach elektrischer Anregung mit verschiedenen Pulsängen bei einer Wiederholrate von 100 Hz und $I = 1,2 \cdot I_{th}$.

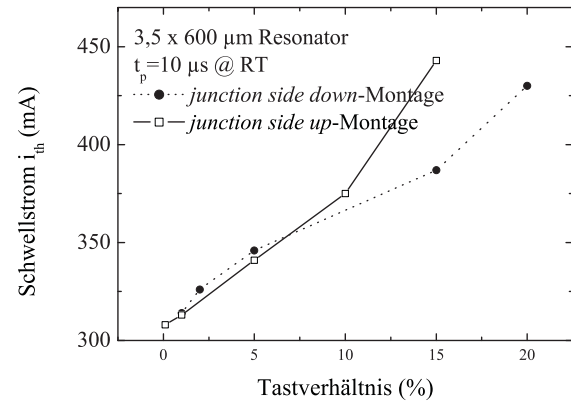


Bild 7.27. Vergleich eines Lasers mit $3,5 \times 600 \mu\text{m}$ -Resonator in *junction side up*- und *junction side down*-Montage.

Laserschwelle in Abhängigkeit des eingestellten Tastverhältnisses für einen $3,5 \times 600 \mu\text{m}$ -Resonator in *junction side up*- sowie *junction side down*-Konfiguration. Die gewählte Pulslänge betrug $10 \mu\text{s}$. Man erkennt, dass für Tastverhältnisse bis 10% die Schwellen beider Laser nahezu übereinstimmen. Die höheren Tastverhältnisse, bei welchen noch Laseraktivität erreicht wurde, konnten an Bauelementen in *junction side down*-Montage erzielt werden. Diese betragen 20 % bei RT und 40 % für eine Wärmesenktemperatur von 0°C . Im Vergleich dazu betragen die maximalen duty cycle der *junction side up*-Bauelemente 15 % bei RT sowie 25 % bei 0°C . Bei diesen Tastverhältnissen bewegt man sich bereits sehr nahe am Dauerstrichbetrieb, sodass davon ausgegangen werden kann, dass für diese Strukturen mit einem verbesserten Rückseitenkontakt (vgl. Kapitel 7.4.1) bzw. einer Ridgebreite von $2,5\text{--}3 \mu\text{m}$ und dem daraus resultierenden geringeren Laserschwelstrom der cw-Betrieb möglich ist.

Durch hochreflektierende Verspiegelung der Laserfacetten, weitere Optimierung der Betriebsspannung sowie geeigneter Montage ist es Osram-OS zwischenzeitlich gelungen eine Laserschwelle von $5,3 \text{ kA}/\text{cm}^2$ zu erreichen und damit Laserdioden im cw-Betrieb zu realisieren. Die derzeit besten cw-Lebensdauerdaten dieser Bauelemente liegen bei 143 h [137].

Kapitel 8

Zusammenfassung

Inhalt dieser Arbeit bilden Herstellung und Charakterisierung von lichtemittierenden Dioden im AlGaInN-System. Der Schwerpunkt liegt dabei in der Charakterisierung der epitaktischen Einzelschichten und der prozessierten Bauelementstrukturen bezüglich ihrer elektrischen und optischen Eigenschaften. Mittels der gewonnenen Erkenntnisse erfolgt eine schrittweise Optimierung der lichtemittierenden Dioden. Anhand der Bauelemente wird zudem der Einfluss der Prozesstechnologie sowie der Bauelementgeometrie betrachtet.

In Kapitel 2 werden die wichtigsten physikalischen Eigenschaften des $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{N}$ -Materialsystems sowie die Grundlagen der metallorganischen Gasphasenepitaxie, welche als Wachstumsverfahren zur Herstellung der untersuchten Strukturen herangezogen wurde, vorgestellt. Insbesondere die Kenntnis der prinzipiellen Wachstumsbedingungen ist für das Verständnis wesentlich, da ein Großteil der Charakterisierungsergebnisse und der entwickelten Prozesstechnologie aus den qualitativen Limitierungen bzw. Eigenheiten des kristallinen Materials resultiert.

Das anschließende Kapitel befasst sich mit der Charakterisierung von dotierten GaN-Einzelschichten und InGaN/GaN-Heterostrukturen. Es zeigt, dass sich Si-dotierte GaN-Schichten mit hoher Reproduzierbarkeit in einem Ladungsträgerbereich von $n = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ herstellen lassen. Bei Dotierkonzentrationen über $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wird die Ausbildung V-förmiger Versetzungslinien infolge Verspannungsrelaxation beobachtet. Die erreichbare Beweglichkeit bei geringerer Dotierstoffkonzentration wird wesentlich durch die kolumnare Struktur des undotierten GaN-Puffers bestimmt. Die Realisierung von p-leitfähigem GaN gestaltet sich ungleich schwerer. Hauptursache hierfür ist die hohe Aktivierungsenergie von 160 - 210 meV des Mg-Akzeptors sowie einsetzende Selbstkompensation durch Bildung eines $\text{Mg}_i - \text{V}_\text{N}$ -Komplexes. Zudem wird das Mg beim Wachstum als elektrisch inaktiver Mg-H-Komplex eingebaut, sodass ein zusätzlicher thermischer Aktivierungsschritt notwendig ist. Als Optimum der Aktivierung unter Stickstoff wurde eine Temperatur von 800°C und eine Dauer von 10 Minuten ermittelt. Die erreichten freien Löcherkonzentrationen liegen bei $p = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für eine Beweglichkeit von $\mu_p = 7,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Eine effizientere Aktivierung wird durch einen zweistufigen thermischen Prozess oder Aktivierung unter sauerstoffhaltiger Atmosphäre erzielt. Die Ergebnisse der Aktivierung in sauerstoffhaltiger Atmosphäre zeigen, dass sich zum Standardprozess vergleichbare Leitfähigkeiten bei bis zu 250 K geringeren Temperaturen erreichen lassen, sodass die Aktivierung und das Legieren des p-Kontaktes in einem Schritt durchgeführt werden können. Für das zweistufige Verfahren werden maximale Löcherkonzentrationen von $p = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Beweglichkeit von $\mu_p = 7,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht, was einer Leitfähigkeit von $\sigma = 1,2 (\Omega\text{cm})^{-1}$ entspricht.

In Kapitel 3 wird die entwickelte Prozesstechnologie zur vollständigen Herstellung der

Bauelemente, ausgehend von der epitaktischen Schicht bis hin zur Flip-Chip-Montage des prozessierten Bauelementes erläutert und diskutiert. Der Schwerpunkt liegt hier auf der Realisierung von p-Kontakten mit geringem Kontaktwiderstand und guter Haftung. Bei Ni/Au-Kontakte werden typischerweise Werte von $0,4 - 2 \cdot 10^{-1} \Omega\text{cm}^2$ nach Legieren unter Stickstoff bei 400°C beobachtet. Sowohl nasschemische Oberflächenbehandlung als auch Oxidation des Ni zu NiO führen zu einer Homogenisierung der Kontaktwiderstände bei Werten zwischen $1 - 4 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$. Pd-haltige Kontaktschemata erlauben die Herstellung von p-Kontakten mit Widerständen von $1 - 3 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$. Allerdings zeigen sie keine ausreichende Haftung auf dem Halbleiter, was weder durch Legierschritte noch vorherige Oberflächenpräparation verbessert werden konnte. Die zukünftige Verbesserung der p-seitigen Kontaktwiderstände zu Größenordnungen von $10^{-4} - 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ muss durch epitaktische Unterstützung in Form von p^+ -dotierten GaN:Mg- oder InGaN:Mg-Kontaktschichten erfolgen.

In Abschnitt 4 wird der Einfluss von Prozessierung, vertikalem Schichtaufbau, lateraler Geometrie sowie Aufbautechnik auf die Bauelementeigenschaften der LEDs diskutiert. Ausgehend von der einfachen homotypen pn-LED erfolgt die Verbesserung der optischen Ausgangsleistung durch Optimierung des vertikalen Bauelementdesigns. Die dabei betrachteten Bauelementstrukturen umfassen InGaN-DH- und InGaN-MQW-LEDs mit p-AlGaN-Barrieren. Wesentliche Schlüsselfaktoren zur Verbesserung sind Wachstum qualitativ hochwertiger InGaN-Schichten bei hohen Temperaturen unter N_2 -Trärgas sowie die Versetzungsdichtereduktion im GaN-Puffer. Die optimierten InGaN-MQW-LEDs emittieren im Spektralbereich von 400 nm - 410 nm mit Halbwertsbreiten von 12-15 nm, wobei optische Ausgangsleistungen bis zu 1,6 mW im unvergossenen Zustand erreicht werden. Es zeigt sich, dass neben der vertikalen Schichtstruktur auch die laterale Bauelementgeometrie eine wichtige Rolle spielt. Zur Erhöhung der Lichtauskopplung und Verringerung der Bauelementbetriebsspannung muss eine ganzflächige Stromverteilung mit Hilfe eines semitransparenten Kontaktes erfolgen. In Abhängigkeit der spezifischen Bauelementgeometrie kann dadurch eine Spannungsreduktion um bis zu 2,6 V beobachtet werden. Die für hohe Lebensdauern essentielle homogene Stromverteilung über die Mesafläche der LEDs wird durch das Leitfähigkeitsverhältnis von n-GaN und semitransparentem Kontakt beeinflusst. Rückschlüsse auf die gegebene Stromverteilung können anhand von ortsaufgelösten Elektrolumineszenzmessungen getroffen werden. Bei Aufbau der LEDs in Flip-Chip-Konfiguration lässt sich durch verbesserte Lichtextraktion und thermisches Management die Lichtleistung um etwa einen Faktor 2,7 erhöhen, was Ausgangsleistungen über 4 mW bei 50 mA entspricht.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Bestimmung der pn-Übergangstemperatur von GaN-LEDs. Die Methoden basieren auf Anpassung des Elektrolumineszenzspektrums, temperaturabhängiger Verschiebung der Raman-Linien sowie Finite-Elemente-Simulation. Die vorgestellten Methoden weisen bezüglich ihrer Ergebnisse sowohl bei der Temperaturverteilung als auch in den Absolutwerten gute Übereinstimmung auf. Bei Montage der InGaN-MQW-LEDs auf einen Kupferhalter werden pn-Übergangstemperaturen von etwa 370 K für einen Diodenstrom von 60 mA ermittelt.

Der letzte Abschnitt der Arbeit beschreibt die Realisierung und Charakterisierung von La-

serstrukturen. Es handelt sich dabei um indexgeführte Kantenemitter, deren Schichtaufbau auf den in Kapitel 4 beschriebenen InGa_N-MQW-LEDs basiert und mit Wellenleiterschichten aus modulationsdotierten GaN/AlGa_N-Übergittern erweitert wird. Die Heterobarrieren der Übergitter bewirken bei den unter der Schwelle betriebenen Laserstrukturen einen erhöhten Serienwiderstand und, daraus resultierend, ein früheres thermisches Überrollen im Vergleich zu den LEDs. Der mittels variabler Streifenlängen-Methode gemessene Gewinn der Strukturen beträgt bis zu 800 cm^{-1} bei einer optischen Anregungsleistung von 3 MW/cm^2 . Vollständig zu Streifenlasern prozessierte Strukturen mit trocken geätzten Facetten zeigen unter optischer Anregung Lasertätigkeit bei einer Emissionswellenlänge von 414 nm und Anregungsleistungsdichten größer 610 kW/cm^2 . Unter elektrischer Anregung der Bauelemente wird jedoch vor Erreichen der Laserschwelle Degradation beobachtet, welche auf feldinduziertes Durchbrechen des pn-Überganges oder Versetzungsmigration schließen lässt. Optimierungsbedarf liegt hier besonders in einer verbesserten Ladungsträgerinjektion seitens der p-dotierten AlGa_N-Barriere in die aktive Zone sowie die Leitfähigkeitsverbesserung der Übergitter.

Die durchgeführte Charakterisierung an SiC-basierenden Laserdioden der Firma OSRAM zeigt, dass die Rauheit für gespaltene Spiegel mit $0,4 \text{ nm}$ wesentlich geringer ist als 7 nm , welche für trocken geätzte Facetten der hergestellten Laserstrukturen auf Saphir gemessen wurden. Eine Abschätzung der intrinsischen Verluste liefert für die untersuchten OSRAM-Laser Werte von $\alpha_i = 50 - 60 \text{ cm}^{-1}$. Die elektrischen Kennlinien vor und nach dem Vereinzeln der Bauelemente weisen darauf hin, dass ein wesentliches Verbesserungspotential der Betriebsspannung im rückseitigen n-Kontakt liegt. Durch *junction-side down*-Montage der Bauelemente wird gezeigt, dass ein $3,5 \times 600 \mu\text{m}$ -Resonator bei 0°C in einem Tastverhältnis von 40% betrieben werden kann und somit für geringere Resonatorbreiten ein Dauerstrichbetrieb der Bauelemente möglich sein sollte.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich die Herstellung und Prozesstechnologie von AlGaInN-basierenden Einzelschichten und lichtemittierenden Bauelementstrukturen optimiert. Mittels der gewonnenen Kenntnisse konnte eine Steigerung der LED-Ausgangsleistung um drei Größenordnungen erreicht werden. Parallel dazu wurde die spektrale Halbwertsbreite der entwickelten InGa_N/Ga_N-Strukturen im Vergleich zur homotypen pn-LED auf ein Viertel reduziert. Es wurde gezeigt, dass neben dem Design der vertikalen Schichtstruktur eine geringe Versetzungsdichte den Schlüssel zur Herstellung effizienter LEDs darstellt. Die erzielte Ausgangsleistung der optimierten Bauelemente liegt im unverkapselten Zustand im Milliwatt-Bereich und damit in der Größenordnung derzeitiger *state-of-the-art*-Bauelemente. Basierend auf den vorhandenen LED-Bauelementen wurden Laserstrukturen hergestellt, welche die Realisierung eines optisch gepumpten Lasers erlauben. Die parallel dazu durchgeführten mess- und aufbautechnischen Untersuchungen an SiC-basierenden Laserdioden haben Anteil an der erfolgreichen Realisierung der ersten europäischen GaN-Laserdiode im Dauerstrichbetrieb.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Nakamura und S. Chichibu (Hrsg.), *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes*. New York: Taylor & Francis, 2000.
- [2] H. Maruska und J. Tietjen, „The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 15, Nr. 10, S. 327–329, 1969.
- [3] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki und Y. Toyoda, „Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 48, Nr. 5, S. 353–355, 1986.
- [4] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu und I. Akasaki, „P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI)“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 28, Nr. 12, S. L2112–L2114, 1989.
- [5] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh und N. Iwasa, „Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 31, Nr. 2B, S. L139–L142, 1992.
- [6] S. Nakamura, T. Mukai und M. Senoh, „High-power GaN p-n junction blue-light-emitting diodes“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 30, Nr. 12A, S. L1998–L2001, 1991.
- [7] M. Yamada, T. Mitani, Y. Narukawa, S. Shioji, I. Niki, S. Sonobe, K. Deguchi, M. Sano und T. Mukai, „InGaN-based near-ultraviolet and blue-light-emitting diodes with high external quantum efficiency using a patterned sapphire substrate and a mesh electrode“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 41, Nr. 12B, S. L1431–L1433, 2002.
- [8] A. Kim, W. Götz, D. Steigerwald, J. Wierer, N. Gardner, J. Sun, S. Stockman, P. Martin, M. Krames, R. Kern und F. Steranka, „Performance of high-power AlInGaN light emitting diodes“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 188, Nr. 1, S. 15–21, 2001.
- [9] T. Mukai, S. Nagahama, T. Yanamoto und M. Sano, „Expanding emission wavelength on nitride light-emitting devices“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 192, Nr. 2, S. 261–268, 2002.
- [10] M. Iwaya, S. Takanami, A. Miyazaki, Y. Watanabe, S. Kamiyama, H. Amano und I. Akasaki, „High-power UV-light-emitting diode on sapphire“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 42, Nr. 2A, S. 400–403, 2003.
- [11] S. Nakamura, M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku und Y. Sugimoto, „InGaN-based multi-quantum-well-structure laser diodes“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 35, Nr. 1B, S. L74–L76, 1996.
- [12] H. Hieslmair, J. Stinebaugh, T. Wong, M. O’Neill, M. Kuijper und G. Langereis, „34 GB multilevel-enabled rewritable system using blue laser and high-numeric aperture optics“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 42, Nr. 2B, S. 1074–1075, 2003.

- [13] V. Davydov, A. Klochikhin, R. Seisyan, V. Emtsev, S. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmüller, H. Harima, A. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova und J. Graul, „Absorption and emission of InN. evidence of narrow fundamental band gap“, *phys. stat. sol. (b)*, Bd. 229, Nr. 3, S. R1–R3, 2002.
- [14] G. (Hrsg.), *Electroluminescence. Reihe Semiconductors and Semimetals*; Bd. 64, San Diego, USA: Academic Press, 2000.
- [15] R. Dimitrov, A. Mitchell, L. Wittmer, O. Ambacher, M. Stutzmann, J. Hilsenbeck und W. Rieger, „Comparison of N-face and Ga-face AlGa_N/Ga_N-Based High Electron Mobility Transistors Grown by Plasma-Induced Molecular Beam Epitaxy“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 38, Nr. 9A, S. 4962–4968, 1999.
- [16] S. Jain, M. Willander, J. Narayan und R. V. Overstraeten, „III-nitrides: Growth, characterization, and properties“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 87, Nr. 3, S. 965–1006, 2000.
- [17] J. Weyher, S. Müller, I. Grzegory und S. Porowski, „Chemical polishing of bulk and epitaxial GaN“, *J. Crystal Growth*, Bd. 182, S. 17–22, 1997.
- [18] G. Chen, M. Smith, J. Lin, H. Jiang, S.-H. Wei, M. A. Khan und C. Sun, „Fundamental optical transitions in GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 68, Nr. 20, S. 2784–2786, 1996.
- [19] M. Kamp und H. Riechert, „MBE of GaN and related compounds“, S. 426–439, in J. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano und C. Wetzel (Hrsg.), *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*. INSPEC, 1999. Bd. 23.
- [20] F. Habel, „Optimierung und Skalierung von HVPE Prozessen zur Herstellung von Galliumnitrid Substraten und Quasisubstraten“, *Diplomarbeit*, Universität Ulm 2001.
- [21] I. Grzegory und S. Porowski, „High pressure solution growth of GaN and related compounds“, S. 359–366, in J. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano und C. Wetzel (Hrsg.), *Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors*. INSPEC, 1999. Bd. 23.
- [22] A. Dadgar, M. Poschenrieder, J. Bläsing, O. Contreras, F. Bertram, T. Riemann, A. Reiher, M. Kunze, I. Daumiller, A. Krtschil, A. Diez, A. Kaluza, A. Modlich, M. Kamp, J. Christen, F. Ponce, E. Kohn und A. Krost, „MOVPE growth of GaN on Si(111) substrates“, *to be published in J. Cryst. Growth*, 2002.
- [23] X. Wu, P. Fini, E. Tarsa, B. Heying, S. Keller, U. Mishra, S. DenBaars und J. Speck, „Dislocation generation in GaN heteroepitaxy“, *J. Crystal Growth*, Bd. 189/190, S. 231–243, 1998.

- [24] D. Kapolnek, X. Wu, B. Heying, S. Keller, B. Keller, U. Mishra, S. DenBaars und J. Speck, „Structural evolution in epitaxial metalorganic chemical vapor deposition grown GaN films on sapphire“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 67, Nr. 11, S. 1541–1543, 1995.
- [25] F. Ponce, „Defects and interfaces in GaN epitaxy“, *MRS Bulletin*, Bd. 22, Nr. 51, 1997.
- [26] W. Götz und N. Johnson, „Activation Energy of Si Donors in GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 68, Nr. 22, S. 3144–3146, 1996.
- [27] W. Götz, L. Romano, J. Walker, N. Johnson und R. Molnar, „Hall-effect analysis of GaN films grown by hydride vapor phase epitaxy“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 72, S. 1214–1216, 1998.
- [28] R. Niebuhr, K. Bachem, U. Kaufmann, M. Maier, C. Merz, B. Santic und P. Schlotter, „Electrical and optical properties of oxygen doped GaN grown by MOCVD using N₂O“, *J. Electron. Mater.*, Bd. 26, S. 1127–1130, 1997.
- [29] Lumileds, „US patent no. 5729029“.
- [30] R. Ruvimov, „Effect of Si doping on the dislocation structure of GaN grown on the a-face of sapphire“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, S. 990–992, 1996.
- [31] H. Maruska, D. Stevenson und J. Pankove, „Violet Luminescence of Mg-doped GaN“, Bd. 22, Nr. 6, 1973.
- [32] A. Koikitu, N. Takahshi und H. Seki, „Thermodynamic analysis of In_xGa_{1-x}N alloy composition grown by metalorganic vapor phase epitaxy“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 35, S. L673–L674, 1996.
- [33] S. Nakamura und T. Mukai, „High-quality InGaN films grown on GaN films“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 31, S. L1457–L1459, 1992.
- [34] I. Ho und G. Stringfellow, „Solid phase immiscibility in GaInN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, S. 2701–2704, 1996.
- [35] Y. Kawaguchi, M. Shimizu, K. Hiramatsu und N. Sawaki, *Mater. Res. Soc. Proc.*, Bd. 449, S. 89, 1997.
- [36] S. Nakamura, T. Mukai und M. Senoh, „Si- and Ge-doped GaN films with GaN buffer layers“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 31, S. 2883–2888, 1992.
- [37] C. Kirchner, *Metallorganische Gasphasenepitaxie für Optoelektronische und Elektronische Bauelemente im Materialsystem AlInGaN*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [38] E. Etzkorn und D. Clarke, „Cracking of GaN films“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 89, Nr. 2, S. 1025–1034, 2001.

- [39] D. Bour, H. Chung, W. Götz, L. Romano, B. Krusor, D. Hofstetter, R. Rudaz, C. Kuo, F. Ponce, N. Johnson, M. Craford und R. Bringans, „Characterization of OMVPE-grown AlGaInN heterostructures“, in *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Materials Research Society, 1997, Bd. 449, S. 509–518.
- [40] J. Neugebauer und C. V. de Walle, „Theory of point defects and complexes in GaN“, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, Bd. 395, S. 645, 1996.
- [41] J. Neugebauer und C. V. de Walle, „Role of hydrogen in doping of GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 68, Nr. 13, S. 1829–1831, 1996.
- [42] W. Götz, N. Johnson, D. Bour, M. McCluskey und E. Haller, „Local vibration modes of the Mg-H acceptor complex in GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 24, S. 3725–3727, 1996.
- [43] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishnan, B. Santic und P. Schlotter, „Nature of the 2.8 eV photoluminescence band in Mg-doped GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 72, Nr. 11, S. 1326–1328, 1998.
- [44] L. Eckey, U. V. Gfug, J. Hols, A. Hoffmann, B. Schineller, K. Heime, M. Heuken, O. Schoen und R. Beccard, „Compensation effects in Mg-doped GaN epilayers“, *J. Cryst. Growth*, Bd. 189/190, S. 523–527, 1998.
- [45] S. Nakamura, „InGaN/AlGaIn blue-light-emitting diodes“, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Bd. 13, Nr. 3, S. 705–710, 1995.
- [46] C.-R. Lee, J.-Y. Leem und B.-G. Ahn, „The Annealing Effects of Mg-Doped GaN Epilayers Capped with SiO₂ Layers“, *J. Cryst. Growth*, Bd. 216, S. 62–68, 2000.
- [47] B. Hull, S. Mohney, H. Venugopalan und J. Ramer, „Influence of oxygen on activation of p-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 16, S. 2271–2274, 2000.
- [48] K.-S. Ahn, D.-J. Kim, Y.-T. Moon, H.-G. Kim und S.-J. Park, „Effect of two-step rapid thermal annealing process on Mg-doped p-type GaN film grown by metalorganic chemical vapor deposition“, in *2nd Intern. Symp. on Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Chiba, Japan, 1998, S. TH-P28.
- [49] M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, A. Pelzmann und M. Drechsler, „Low resistive p-type GaN using two-step rapid thermal annealing processes“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 89, Nr. 12, S. 8339–8341, 2001.
- [50] J. Ho, C.-S. Jong, C. Chiu, C.-N. Huang, C.-Y. Chen und K.-K. Shih, „Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 9, S. 1275–1277, 1999.
- [51] J.-K. Ho, C.-S. Jong, C. Chiu, C.-N. Huang und K.-K. Shih, „Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN achieved by the oxidation of Ni/Au films“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 86, Nr. 8, S. 4491–4497, 1999.

- [52] T. Maeda, Y. Koide und M. Murakami, „Effects of NiO on the electrical properties of NiAu-based ohmic contacts for p-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 75, Nr. 26, S. 4145–4147, 1999.
- [53] S. Chung, M. Lachab, T. Wang, Y. Lacroix, D. Basak, Q. Fareed, Y. Kawakami, K. Nishino und S. Sakai, „Effect of Oxygen on the Activation of Mg Acceptor in GaN Epilayers Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 39, S. 4749–4750, 2000.
- [54] J. Sheu, Y. Su, G. Chi, B. Pong, C. Chen, C. Hunag und W. Chen, „Photoluminescence Spectroscopy of Mg-Doped GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 84, Nr. 8, S. 4590–4594, 1998.
- [55] S.-G. Lee und K. Chang, „Atomic model for blue luminescence in Mg-doped GaN“, *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 14, S. 138–142, 1999.
- [56] K. Ramaiah, Y. Su, S. Chang, F. Juang und C. Chen, „Photoluminescence Characteristics of Mg- and Si-Doped GaN Thin Films Grown by MOCVD Technique“, *J. Cryst. Growth*, Bd. 220, S. 405–412, 2000.
- [57] E. Oh, Y. Park und H. Park, „Optical properties of GaN:Mg“, *Electrochemical Society*, S. 169–176, 2000.
- [58] J. Orton und C. Foxon, „Acceptors in GaN and related compounds“, S. 300–305, in J. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano und C. Wetzel (Hrsg.), *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*. INSPEC, 1999. Bd. 23.
- [59] S. Nakamura und G. Fasol, *The blue laser diode: GaN based light emitters and laser*. Springer-Verlag, 1997.
- [60] A. Pelzmann, *Charakterisierung und Optimierung von Leuchtdioden auf der Basis von GaN*. Dissertation, Universität Ulm, 1999.
- [61] C. Oh, K. Kim, K. Lee, J. Choi, H. Cho, O. Cha, G. Yang, C.-H. Hong, E.-K. Suh, K. Lim und H. Lee, „Investigations of Mg-Doped GaN Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition“, *J. Korean Phys. Soc.*, Bd. 34, S. 401–404, June 1999.
- [62] C. Parker, J. Roberts, S. Bedair, M. Reed, S. Liu und N. El-Masry, „Determination of the critical layer thickness in the InGaN/GaN heterostructures“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 75, Nr. 18, S. 2776–2779, November 1999.
- [63] J. Bai, T. Wang und S. Sakai, „Study of the strain relaxation in InGaN/GaN multiple quantum well structures“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 90, Nr. 4, S. 1740–1744, 2001.
- [64] M. Vehse, *Optische Verstärkung und deren Sättigung in Gruppe-III-Nitrid Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Bremen, 2001.

- [65] F. Scholz, J. Off, E. Fehrenbacher, O. Gfrörer und G. Brockt, „Investigations on structural properties of GaInN-GaN multi quantum well structures“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 180, S. 315–320, 2000.
- [66] L.-H. Peng, C.-W. Chuang, Y.-C. Hsu, J. Ho, C.-N. Huang und C.-Y. Chen, „Hydration Effects in the Photoassisted Wet Chemical Etching of Gallium Nitride“, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, Bd. 4, Nr. 3, S. 564–569, 1998.
- [67] C. Youtsey, L. Romano, R. Molnar und I. Adesida, „Rapid Evaluation of Dislocation Densities in n-type GaN Films Using Photoenhanced Wet Etching“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 23, S. 3537–3539, 1999.
- [68] J. Lee, H. Cho, D. Hays, C. Abernathy, S. Pearton, R. Shul, G. Vawter und J. Han, „Dry etching of GaN and related materials: comparison of techniques“, *IEEE J. Select. Topics in Quantum Electronics*, Bd. 4, Nr. 3, S. 557–563, 1998.
- [69] W. Kleber, *Einführung in die Kristallographie*. Berlin: Verlag Technik, 1998.
- [70] C. Jung, *Herstellung und Optimierung Einmodiger Selektiv Oxidierter Vertikallaserdioden für die Flip-Chip Technologie*. Dissertation, Universität Ulm, 1999.
- [71] S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2 Auflage, 1981.
- [72] H. Witte, A. Krtschil, M. Lisker, D. Rudloff, J. Christen, A. Krost, M. Stutzmann und F. Scholz, „Fermi level pinning at GaN-interfaces: Correlation of electrical admittance and transient spectroscopy“, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, Bd. 5S1, Nr. W11.82, 2000.
- [73] G. Reeves und H. Harrison, „Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements“, *IEEE Electr. Device Lett.*, Bd. 3, Nr. 5, S. 111–113, 1982.
- [74] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 15 Auflage, 1995.
- [75] Y.-L. Li, E. Schubert, J. Graff, A. Osinsky und W. Schaff, „Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 19, S. 2728–2730, May 2000.
- [76] J. Sheu, Y. Su, G. Chi, W. Chen, C. Chen, C. Huang, J. Hong, Y. Yu, C. Wang und E. Lin, „The effect of thermal annealing on the Ni/Au contact of p-type GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 83, Nr. 6, S. 3172–3175, 1998.
- [77] M. Scherer, „Optimierung der Kontakttechnologie für GaN basierende Leuchtdioden“, Diplomarbeit, Universität Ulm, 1999.
- [78] J. Trexler, S. Miller, P. Holloway und M. Khan, „Interfacial reactions between metal thin films and p-GaN“, in *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Materials Research Society, 1996, Bd. 395, S. 819–824.

- [79] R. Sporcken, C. Silien, F. Malengreau, K. Gigorov, R. Caudano, F. Sanchez, E. Calleja, E. Munoz, B. Beaumont und P. Gibart, „XPS study of Au/GaN and Pt/GaN contacts“, in *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*. Materials Research Society, 1997, Bd. 2, S. 23.
- [80] L. Smith, M. Bremser, E. Carlson, T. Weeks, Y. Huang, M. Kim, R. Carpenter und R. Davis, „Ohmic contact formation to doped GaN“, in *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Materials Research Society, 1996, Bd. 395, S. 861–866.
- [81] J. Kim, J.-L. Lee, J. Lee, H. Shin, Y. Park und T. Kim, „Low resistance Pd/Au ohmic contacts to p-type GaN using surface treatment“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 73, Nr. 20, S. 2953–2955, 1998.
- [82] J.-S. Jang, I.-S. Chang, H.-I. Kim, T.-Y. Seong, S. Lee und S.-J. Park, „Low-resistance Pt/Ni/Au ohmic contacts to p-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 1, S. 70–72, 1999.
- [83] Q. Liu und S. Lau, „A review of the metal-GaN contact technology“, *Solid State Electron.*, Bd. 42, Nr. 5, S. 677–691, 1998.
- [84] M. Scherer, „Optimierung ohmscher Kontakte auf Mg-dotiertem Galliumnitrid“, Studienarbeit, Universität Ulm, 1998.
- [85] A. Lell, „Private communications“.
- [86] V. Härle, A. Lell, S. Bader, B. Hahn, J. Lugauer, F. Kühn und A. Weimar, „GaN-based LEDs and lasers on SiC“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 180, S. 5–13, 2000.
- [87] D.-F. Wang, F. Shiwei, C. Lu, A. Motayed, M. Jah, S. Mohammad, K. Jones und L. Salamanca-Riba, „Low-resistance Ti/Al/Ti/Au multilayer ohmic contact to n-GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 89, Nr. 11, S. 6214–6217, 2001.
- [88] B. Luther, S. Mohny, T. Jackson, M. Khan, Q. Chen und J. Yang, „Investigation of the mechanism for ohmic contact formation in Al and Ti/Al contacts to n-type GaN“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 70, Nr. 1, S. 57–59, 1997.
- [89] C. Lu, H. Chen, X. Lv, X. Xie und S. Mohammad, „Temperature and doping-dependent resistivity of Ti/Au/Pd/Au multilayer ohmic contact to n-GaN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 91, Nr. 11, S. 9218–9224, 2002.
- [90] H. Kressel und J. Butler, *Heterojunction Laser Diodes*. Semiconductor and Semimetals. New York: Academic Press Inc., 1979.
- [91] S. Schad, „Verbesserung des externen Quantenwirkungsgrades GaN-basierender Leuchtdioden“, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2000.

- [92] K. Zolina, V. Kudryashov, A. Turkin und A. Yunovich, „Luminescence spectra of blue and green light-emitting diodes based on multilayer InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures with quantum wells“, *Semiconductors, American Institute of Physics*, Bd. 31, S. 901–907, 1997.
- [93] N. Kuroda, C. Sasaoka, A. Kimura, A. Usui und Y. Mochizuki, „Precise control of pn-junction profiles for GaN-based LD structures using GaN substrates with low dislocation densities“, *J. Cryst. Growth*, Bd. 189/190, S. 551–555, 1998.
- [94] A. Watanabe, H. Takahashi, T. Tanaka, H. Ota, K. Chikuma, H. Amano, T. Kashima, R. Nakamura und I. Akasaki, „Correlation between Dislocation Density and the Macroscopic Properties of GaN Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 38, Nr. 10B, S. L1159–L1162, 1999.
- [95] L. Romano und J. Northrup, „Defects in GaN and related materials: open core dislocations and V-defects“, S. 226–229, in J. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano und C. Wetzel (Hrsg.), *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*. INSPEC, 1999. Bd. 23.
- [96] G. Stringfellow und M. Craford (Hrsg.), *High Brightness Light Emitting Diodes*. Academic press, 1997.
- [97] W. Schmid, *Hocheffiziente Leuchtdioden mit Lateralem Auskoppeltaper: Konzept, Herstellung und Eigenschaften*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [98] H. Vogel, *Gerthsen Physik*. Berlin: Springer-Verlag, 20. auflage Auflage, 1999.
- [99] J. Sheu, Y. Su, G. Chi, M. Jou, C. Chang, C. Liu und W. Hung, „High-transparency Ni/Au ohmic contact to p-type GaN“, in *2nd Intern. Symp. on Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Chiba, Japan, 1998, S. TH-P51.
- [100] T. Nishida, H. Saito und N. Kobayashi, „Milliwatt operation of AlGaIn-based single-quantum-well light emitting diode in the ultraviolet region“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 25, S. 3927–3928, 2001.
- [101] S.-R. Jeon, Y.-H. Song, H.-J. Jang, G. Yang, S. Hwang und S. Son, „Lateral current spreading in GaN-based light-emitting diodes utilizing tunnel contact junctions“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 21, S. 3265–3267, 2001.
- [102] S.-R. Jeon, C. Oh, J.-W. Yang, G. Yang und B.-S. Yoo, „GaN Tunnel Junction as a Current Aperture in a Blue Surface-Emitting Light-Emitting Diode“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 80, Nr. 11, S. 1933–1935, 2002.
- [103] C. Lin, D. Hibbard, A. Au, H. Lee, Z. Dong, F. Szalkowski, C. J und C. Chen, „Low resistance optically transparent contacts on p-type GaN using oxidized Ni/Au and ITO for LED application“, *Mat. Res. Soc. Proc.*, Bd. 639, Nr. G4.8.1, 2001.

- [104] K. Schmidt, „Transparente Kontakte für GaN-basierende Leuchtdioden“, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2000.
- [105] B. Lee, „Private communications“, April 2002.
- [106] *CRC Handbook of chemistry and physics*. 3rd electronic edition Auflage, 2000.
- [107] H. Kim, J.-M. Lee, C. Huh, S.-W. Kim, D.-J. Kim, S.-J. Park und H. Hwang, „Modeling of GaN-based light-emitting diode for uniform current spreading“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 12, S. 1903–1904, 2000.
- [108] I. Eliashevich, J.-P. Debray, C. Tran, H. Venugopalan und R. Karlicek, „InGaAlp and InGaN light-emitting diodes: High-power performance and reliability“, in H. Yao, I. Ferguson und E. Schubert (Hrsg.), *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications IV, Proceedings of SPIE Vol. 3938*, 2000, S. 44–51.
- [109] M. Krames, D. Steigerwald, F. Kish, P. Rajkomar, J. Wierer und T. Tan, „III-nitride light-emitting devices with increased light generating capability“, *Patentoffenlegungsschrift WO 01/47036 A1*, 2001.
- [110] M. Koike, S. Yamasaki, Y. Tezen, S. Nagai, S. Iwayama, A. Kojima, T. Uemura, A. Hirano und H. Kato, „GaN-based MQW light emitting diodes“, in H. Yao, I. Ferguson und E. Schubert (Hrsg.), *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications IV, Proceedings of SPIE Vol. 3938*, 2000, S. 24–29.
- [111] K. Tadatomo, H. Okagawa, Y. Ohuchi, T. Tsunekawa, Y. Imada, M. Kato und T. Taguchi, „High output power InGaN ultraviolet light-emitting diodes fabricated on patterned substrates using metalorganic vapor phase epitaxy“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 40, Nr. 6B, S. L583–L585, 2001.
- [112] P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, V. Schwegler, C. Kirchner und M. Kamp, „Direct imaging of the spectral emission characteristic of an InGaN/GaN-UV-LED by highly spectrally and spatially resolved electroluminescence and photoluminescence spectroscopy“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 75, S. 3440–3442, 1999.
- [113] I. Cree, „Cree lighting company demonstrates record in LED quantum efficiency“, <http://www.cree.com/about/news.htm>, 2001.
- [114] G. Meneghesso, S. Levada, E. Zanoni, S. Podda, G. Mura, M. Vanzi, A. Cavallini, A. Castaldini, S. Du und I. Eliashevich, „Failure Modes and Mechanisms of DC-Aged GaN LEDs“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 194, Nr. 2, S. 389–392, 2002.
- [115] T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo und M. Umeno, „Optical degradation of InGaN/AlGaIn light-emitting diodes on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, S. 830–832, 1996.
- [116] F. Manyakhin, A. Kovalev und A. Yunovich, „Aging mechanisms of InGaIn/AlGaIn/GaN light-emitting diodes operating at high currents“, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, Bd. 3, Nr. 53, S. 1–6, 1998.

- [117] M. Osinski, J. Zeller, P.-C. Chiu und B. Phillips, „AlGaIn/InGaIn/GaN blue light emitting diode degradation under pulsed current stress“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 69, Nr. 7, S. 898–900, 1996.
- [118] T. Egawa, T. Jimbo und M. Umeno, „Characteristics of InGaIn/AlGaIn light-emitting diodes on sapphire substrates“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 82, S. 5816–5821, 1997.
- [119] D. Cherns und S. Henley, „Edge and screw dislocation as nonradiative centers in InGaIn/GaN quantum well luminescence“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 18, S. 2691–2693, 2001.
- [120] U. Stempfle, „Raman- und magnetfeldabhängige Photolumineszenz-Untersuchungen an Galliumnitrid“, Diplomarbeit, Universität Ulm, 1999.
- [121] A. Link, K. Bitzer, W. Limmer, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, D. Ebling und K. Benz, „Temperature dependence of the E2 and A1 (LO) phonons in GaN and AlN“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 86, Nr. 1, S. 6256–6259, 1999.
- [122] S. Schad, „Temperaturverhalten von GaN-basierenden Leuchtdioden“, Studienarbeit, Universität Ulm, 1999.
- [123] M. Kneissl, D. Bour, C. V. de Walle, L. Romano, J. Northrup, R. Wood, M. Teepe und N. Johnson, „Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multiple-quantum-well laser diodes with asymmetric waveguide structure“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 75, Nr. 4, S. 581–583, 1999.
- [124] W. Wong, M. Kneissl, P. Mei, D. Treat, M. Teepe und N. Johnson, „Continuous-wave InGaIn multiple-quantum-well laser diodes on copper substrates“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 78, Nr. 9, S. 1198–1200, 2001.
- [125] S. Nakamura, M. Senoh, S.-I. Nagahama, N. Iwasa, T. Matsushita und T. Mukai, „Blue InGaIn-based laser diodes with an emission wavelength of 450 nm“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 76, Nr. 1, S. 22–24, 2000.
- [126] D. Stocker, E. Schubert, W. Grieshaber, K. Boutros, J. Flynn, R. Vaudo, V. Phanse und J. Redwing, „InGaIn/GaN double heterostructure laser with cleaved facets“, 1998, S. 122–127, SPIE Proc. 3284.
- [127] D. Stocker, E. Schubert, W. Grieshaber, K. Boutros und J. Redwing, „Optically pumped InGaIn/GaN lasers with wet-etched facets“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 77, Nr. 26, S. 4253–4255, 2000.
- [128] M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, F. Eberhard, C. Kirchner, M. Kamp, G. Ulu, M. Ünlü, R. Gruhler und O. Hollricher, „Characterization of etched facets for GaIn-based lasers“, *J. Cryst. Growth*, Bd. 230, Nr. 3-4, S. 554–557, 2001.

- [129] M. Leroux, P. Venegues, S. Dalmaso, M. Benaissa, E. Feltin, P. de Mierry, B. Beaumont, B. Damilano, N. Grandjean und P. Gibart, „Structural Defects and Relation with Optoelectronic Properties in Highly Mg-Doped GaN“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 192, Nr. 2, S. 394–400, 2002.
- [130] S. Bader, *Entwicklung und Charakterisierung einer GaN-basierenden Laserdiode*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [131] Y. Sidorin und D. Howe, „Some characteristics of an extremely-short-external-cavity laser diode realized by butt coupling a fabry-perot laser diode to a single-mode optical fiber“, *Appl. Optics*, Bd. 37, Nr. 15, S. 3256–3263, 1999.
- [132] D. Bour, M. Kneissl, L. Romano, R. Donaldson, C. Dunnrowicz, N. Johnson und G. Evans, „Stripe-width dependence of threshold current for gain-guided AlGaInN laser diodes“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 74, Nr. 3, S. 404–406, 1999.
- [133] S. Nagahama, T. Yanamoto, M. Sano und T. Mukai, „Characteristics of laser diodes composed of GaN-based semiconductor“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 190, Nr. 1, S. 235–246, 2002.
- [134] J. Heerlein, *Laserdioden hoher optischer Ausgangsleistung im Materialsystem InGaAs-AlGaAs-GaAs*. Dissertation, Universität Ulm, 1999.
- [135] C. Eichler, „Charakterisierung GaN-basierender Laserdioden mit Emission im ultravioletten Spektralbereich“, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2001.
- [136] D. Bour, M. Kneissl, C. van de Walle, J. Northrup, L. Romano, M. Teepe, R. Wood, T. Schmidt und N. Johnson, „CW operation of InGaN MQW laser diodes“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 180, Nr. 1, S. 139–147, 2000.
- [137] V. Kümmler, G. Brüderl, S. Bader, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, U. Schwarz, N. Gmeinwieser und W. Wegscheider, „Degradation Analysis of In-GaN Laser Diodes“, *phys. stat. sol. (a)*, Bd. 194, Nr. 2, S. 419–422, 2002.

Vorveröffentlichungen

Teile dieser Arbeit sind bereits in folgenden Veröffentlichungen enthalten:

1. A. Pelzmann, C. Kirchner, M. Mayer, V. Schwegler, M. Schauler, M. Kamp, K. J. Ebeling, I. Grzegory, M. Leszczyński, G. Nowak, S. Porowski, “Blue light-emitting diodes on GaN substrates, growth and characterization”, in *Proc. 2nd International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS'97)*, Tokushima, Japan, pp. 434 – 435, 1997.
2. M. Kamp, C. Kirchner, M. Mayer, A. Pelzmann, M. Schauler, V. Schwegler, P. Unger, K. J. Ebeling, “GaN based LEDs by MOVPE and MBE”, *Proc. 2nd Symp. on III-V Nitride Materials and Processes*, pp. 272–283, 1998.
3. M. Kamp, C. Kirchner, V. Schwegler, A. Pelzmann, K. J. Ebeling, M. Leszczyński, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, “GaN homoepitaxy for device applications”, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 4S1, G10.2, 1999.
4. M. Schauler, F. Eberhard, C. Kirchner, V. Schwegler, A. Pelzmann, M. Kamp, K. J. Ebeling, F. Bertram, T. Riemann, J. Christen, P. Prystawko, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, “Dry etching of GaN substrates for high-quality homoepitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 8, pp. 1123 – 1125, 1999.
5. K. Kornitzer, M. Grehl, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, “High-resolution PL spectra of donor- and acceptor-bound excitons in homoepitaxial GaN-layers”, *Physica B*, vol. 273-274, pp. 66–69, 1999.
6. V. Schwegler, S.-S. Schad, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Kamp, K. J. Ebeling, V. E. Kudryashov, A. N. Turkin, A. E. Yunovich, U. Stempfle, A. Link, W. Limmer, R. Sauer, “Ohmic heating of InGaN LEDs during operation: determination of the junction temperature and its influence on device performance”, *phys. stat. sol. a*, vol. 176, no. 1, pp. 783–786, 1999.
7. P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, V. Schwegler, C. Kirchner, M. Kamp, “Scanning electroluminescence microscopy: a powerful novel characterization tool for light emitting diodes”, *phys. stat. sol. a*, vol. 176, no. 1, pp. 119–123, 1999.
8. V. Schwegler, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Kamp, K. J. Ebeling, Yu. V. Melnik, A. E. Nikolaev, D. Tsvetkov, V. A. Dmitriev, “GaN/SiC quasi-substrates for GaN-based LEDs”, *phys. stat. sol. a*, vol. 176, no. 1, pp. 99–102, 1999.
9. K. Kornitzer, T. Ebner, M. Grehl, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, “High-resolution photoluminescence and reflectance spectra of homoepitaxial GaN layers”, *phys. stat. sol. b*, vol. 216, no. 1, pp. 5–9, 1999.

10. P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, V. Schwegler, C. Kirchner, M. Kamp, "Direct imaging of the spectral emission characteristic of an InGaN/GaN-ultraviolet light-emitting diode by highly spectrally and spatially resolved electroluminescence and photoluminescence microscopy", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 22, pp. 3440–3442, 1999.
11. A. Link, K. Bitzer, W. Limmer, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, D. G. Ebling, K. W. Benz, "Temperature dependence of the E_2 and A_1 (LO) phonons in GaN and AlN", *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 11, pp. 6256–6260, 1999.
12. C. Kirchner, V. Schwegler, F. Eberhard, M. Kamp, K. J. Ebeling, K. Kornitzer, T. Ebner, K. Thonke, R. Sauer, P. Prystawko, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, "Homoeptaxial growth of GaN by metalorganic vapor phase epitaxy: A benchmark for GaN technology", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 8, pp. 1098–1100, 1999.
13. K. Kornitzer, T. Ebner, K. Thonke, R. Sauer, C. Kirchner, M. Kamp, V. Schwegler, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, "Photoluminescence and reflectance spectroscopy of excitonic transitions in high-quality homoeptaxial GaN films", *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 3, pp. 1471–1473, 1999.
14. M. Kamp, C. Kirchner, V. Schwegler, A. Pelzmann, K. J. Ebeling, M. Leszczyński, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski, "GaN homoeptaxy for device applications", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 4S1, 1999.
15. H. Y. A. Chung, C. Wang, C. Kirchner, M. Seyboth, V. Schwegler, M. Scherer, M. Kamp, K. J. Ebeling, R. Beccard, M. Heuken, "Hydride vapour phase epitaxy growth of GaN layers under reduced reactor pressure", *phys. stat. sol a*, vol. 180, no. 1, pp. 257–260, 2000.
16. T. Rotter, D. Mistele, J. Stemmer, F. Fedler, J. Aderhold, J. Graul, V. Schwegler, C. Kirchner, M. Kamp, M. Heuken, "Photoinduced oxide film formation on n-type GaN surfaces using alkaline solutions", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 26, pp. 3923–3925, 2000.
17. P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, V. Schwegler, C. Kirchner, M. Kamp, "Spatially resolved imaging of the spectral emission characteristic of an InGaN/GaN-multi quantum well light emitting diode by scanning electroluminescence microscopy", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 4B, pp. 2414–2416, 2000.
18. M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, F. Eberhard, C. Kirchner, M. Kamp, G. Ulu, M. S. Ünlü, R. Gruhler, O. Hollricher, "Characterization of Etched Facets for GaN-based Lasers", *Abstract Book The Fourth European GaN Workshop (EGW-4)*, Nottingham, UK, 2000.

19. K. Thonke, K. Kornitzer, M. Grehl, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, M. Leszczyński, I. Grzegory, S. Porowski, "High-Resolution Polariton spectra of homoepitaxial GaN: Temperature dependence", *Proc. Int. Workshop on Nitride Semiconductors*, Nagoya, Japan, pp. 587–590, 2000.
20. V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Scherer, M. Kamp, P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, "Spatially Resolved Electroluminescence of InGaN-MQW-LEDs", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 5S1, W 1.6, 2000.
21. V. Schwegler, M. Seyboth, S.-S. Schad, M. Scherer, C. Kirchner, M. Kamp, U. Stempfle, W. Limmer, R. Sauer, "Temperature Distribution in InGaN-MQW LEDs under Operation", *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 5S1, W 11.18, 2000.
22. V. Schwegler, S.S. Schad, M. Schad, G. Ulu, M. Emsley, M.S. Ünlü, A. Lell, S. Bader, B. Hahn, H.J. Lugauer, F. Kühn, A. Weimar, V. Härle "GaN-based lasers on SiC: influence of mirror reflectivity on L-I characteristics", *J. Cryst. Growth*, 230, pp. 523-526, 2001.
23. S.S. Schad, M. Scherer, M. Seyboth, V. Schwegler "Extraction Efficiency of GaN-Based LEDs", *phys. stat. sol. (a)*, 188, no. 1, pp. 127-130, 2001.
24. D. Mistele, T. Rotter, Z. Bougrioua, I. Moermann, K.S. Röver, M. Seyboth, V. Schwegler, J. Stemmer, F. Fedler, H. Klausning, O.K. Semchinova, J. Aderhold, J. Graul, "AlGaIn/GaN based MOSHFETs with Different Gate Dielectrics and Treatment", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 693, I6.51.1-I6.51.6, 2002.
25. D. Mistele, T. Rotter, K.S. Röver, S. Paprotta, M. Seyboth, V. Schwegler, F. Fedler, H. Klausning, O.K. Semchinova, J. Stemmer, J. Aderhold, J. Graul, "First AlGaIn/GaN MOSFET with Photoanodic Gate Dielectric", *Mat. Sci. Eng. B* 93, pp. 107-111, 2002.

Lebenslauf

Persönliche Daten

23.05.1972 Geboren in Ulm, Baden-Württemberg

Werdegang

1978 – 1982 Besuch der Grundschule in Elchingen
1982 – 1991 Besuch des Humboldt Gymnasiums in Ulm
Allgemeine Hochschulreife: Juni 1991

Juli 1991 –
September 1992 Zivildienst

WS 1992/93 –
WS 1997/98 Studium der Elektrotechnik an der Universität Ulm
Vordiplom: September 1994
Diplom: Dezember 1997

Januar 1998 –
Juli 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der
Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm

September 2000 –
Dezember 2000 Forschungsaufenthalt am Photonics
Center, Boston University

Seit August 2001 Entwicklungsingenieur bei Global Light Industries GmbH,
Kamp-Lintfort, Unternehmen der Schefenacker Gruppe, Esslingen

