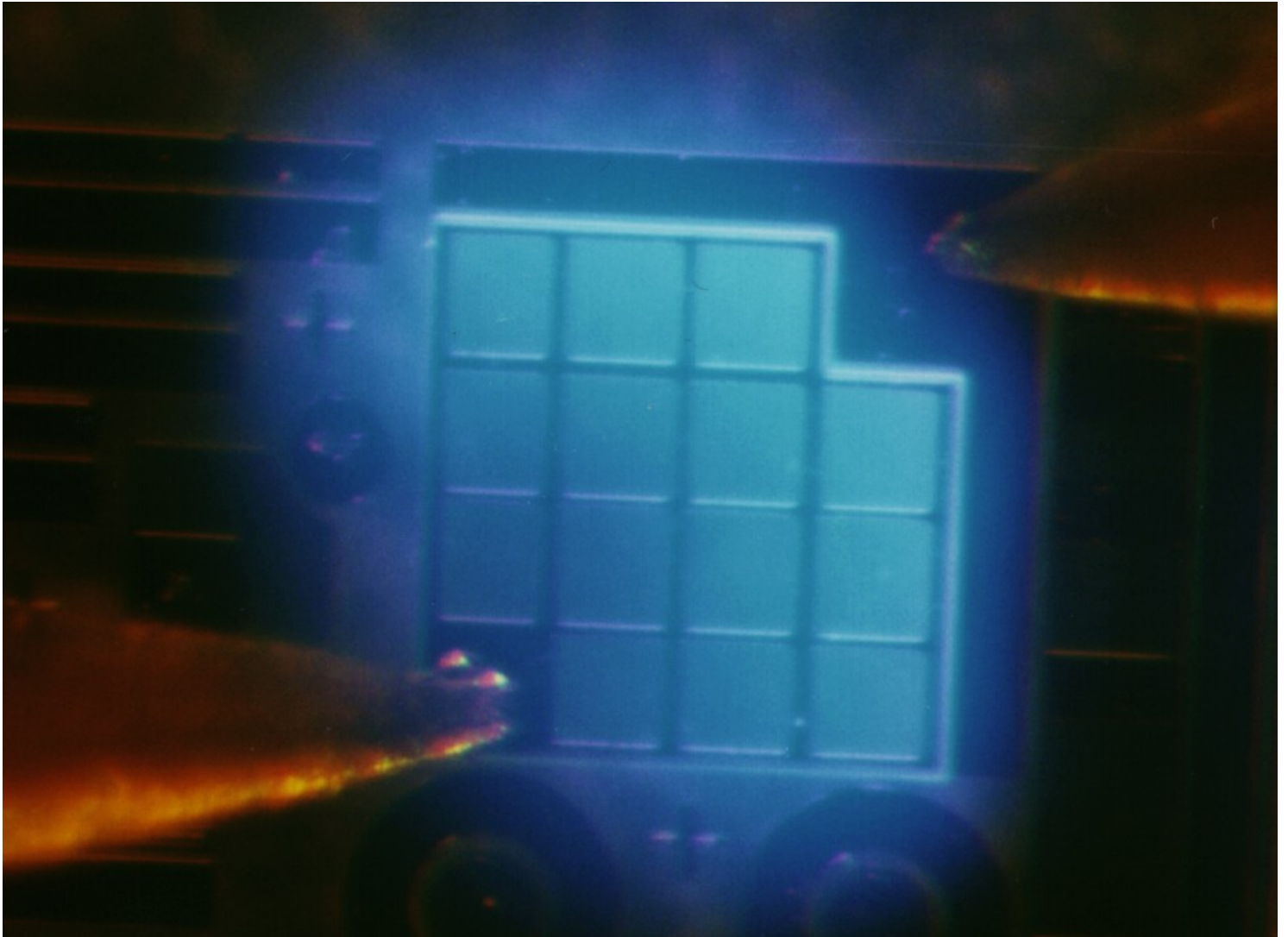


Marcus Andreas Scherer

Prozesstechnologie für GaN-basierende Leuchtdioden



Cuvillier Verlag Göttingen

Prozesstechnologie für GaN-basierende Leuchtdioden



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften

der Universität Ulm

von

Dipl.-Ing. Marcus Andreas Scherer

aus Augsburg

- | | |
|----------------------|--------------------------------|
| 1. Gutachter: | Prof. Dr.rer.nat K.J. Ebeling |
| 2. Gutachter: | Prof. Dr.rer.nat J. Wagner |
| Amtierender Dekan: | Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeiderer |
| Datum der Promotion: | 20. Januar 2004 |

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., 2004

ISBN 3-86537-105-1

© 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 3-86537-105-1

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm. An dieser Stelle möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Karl-Joachim Ebeling bedanken, der mir die Möglichkeit gab, in einem gut ausgestatteten technologischen Umfeld an einem interessanten und zukunftsweisenden Forschungsgebiet zu arbeiten. Desweiteren gilt mein Dank Prof. Dr. Joachim Wagner, der freundlicherweise das Zweitgutachten für diese Arbeit übernommen hat. Darüber hinaus hat er als Projektpartner während der Zeit meiner Promotion immer wertvolle Hinweise für die weitere Vorgehensweise gegeben und war immer bereit für anregende Diskussionen.

Besonders möchte ich mich bei den Mitgliedern der GaN-Gruppe - Herrn Dr. habil. Markus Kamp, den Herren Dr.-Ing. Arthur Pelzmann, Veit Schwegler und Christoph Kirchner, Herrn Dipl.-Phys. Matthias Seyboth und den Herren Dipl.-Ing. Christoph Eichler und Frank Habel - bedanken. Gemeinsam haben wir so manches Hindernis überwunden und das eine oder andere Projekttreffen gemeistert, wobei neben der Arbeit auch immer Zeit für Spass blieb. Desweiteren gilt mein Dank auch Frau Dipl.-Ing. Barbara Neubert, Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Schmid und den Herren Dipl.-Ing. Sven Schad und Peter Brückner, mit denen ich gemeinsam an meinem zweiten Forschungsbereich, den AlInGaP-Leuchtdioden, gearbeitet habe. Darüber hinaus möchte ich mich bei Frau Dr.-Ing. Irene Ecker und den Herren Dr.-Ing. Felix Mederer und Dipl.-Phys. Johannes-Michael Ostermann bedanken, die als Mitglieder der Schwimm-Gruppe mitgeholfen haben, dass meine körperliche Fitness nicht vollständig verschwunden ist. Mein besonderer Dank gilt Frau Susanne Menzel, von der ich als Student viel für meine spätere Tätigkeit im Reinraum gelernt habe und die mir dort während meiner Doktorandenzeit immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Diese Arbeit hätte nicht die gezeigten Ergebnisse erbracht ohne die wertvolle Unterstützung unserer Projektpartner bei Osram Opto Semiconductors, am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik und von den Universitäten Stuttgart und Braunschweig. Namentlich erwähnen möchte ich die Herren Dr. Wilfried Pletschen, Peter Schlotter, Stefan Bader und Andreas Weimar, die Herren Prof. Dr. Ferdinand Scholz und Andreas Hangleiter und Herrn Dipl.-Phys. Alfred Lell. Mein Dank gilt darüber hinaus Dr. Manfred Maier, Dr. Gernot Ecke und M.Sc. Depak Selvanathan, die mit ihren SIMS- bzw. AES-Messungen wertvolle Unterstützung zum Verständnis der Ergebnisse geleistet haben.

Abschließend möchte ich mich besonders herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mich

während und nach meinem Studium nach allen Kräften unterstützt haben. Mein Dank gilt auch meinen Geschwistern und Freunden, deren Witzeleien ein weiterer Ansporn waren, diese Dissertation in angemessener Zeit zu Ende zu bringen.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis		iii
1 Einleitung		1
1.1	Leuchtdioden auf der Basis von Gruppe-III Nitriden	1
1.2	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	3
2 Aktivieren der p-Dotierung		5
2.1	Magnesium als Akzeptor	5
2.1.1	Einbau von Magnesium	5
2.1.2	Aktivierung von Magnesium	7
2.2	Alternative Akzeptoren	10
2.3	Annealingexperimente	11
2.3.1	Versuchsdurchführung	11
2.3.2	Hall-Messungen	11
2.4	Ergebnisse und Diskussion der Annealingexperimente	14
2.4.1	Einzelschritt-Aktivierung	14
2.4.2	Zweischritt-Aktivierung	18
3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen		23
3.1	Ionenstrahlätzverfahren	23
3.1.1	Ionenstrahlätzen	23
3.1.2	Ionenstrahlätzen mit reaktiven Ionen	25
3.1.3	Chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen	25
3.2	Aufbau der Anlage	25
3.3	Versuchsdurchführung	27
3.4	Ergebnisse der Trockenätzversuche	28
3.4.1	Ion-Beam Etching	28
3.4.2	Reactive Ion-Beam Etching	32

3.4.3	Chemically-Assisted Ion-Beam Etching	38
3.4.4	Vergleich und Bewertung der Ergebnisse	45
4	Elektrische Kontakte	47
4.1	Theorie ohmscher Kontakte	47
4.1.1	Der Metall-Halbleiter-Übergang	47
4.1.2	Stromtransportmechanismen	51
4.1.3	Abweichen vom idealen Verhalten	54
4.1.4	Ohmsche Kontakte	55
4.2	Messtechnik und Versuchsdurchführung	56
4.2.1	Elektrische Charakterisierung ohmscher Kontakte	56
4.2.2	Strukturelle Untersuchung der Kontakte	59
4.2.3	Beschreibung der Versuchsdurchführung	60
4.2.4	Aufdampfanlage	61
4.3	Kontakte auf n-GaN	62
4.3.1	Kontaktverhalten von Einzelschichtmetallisierungen	62
4.3.2	Zweischicht-Kontakte auf Si-dotiertem GaN	66
4.3.3	Das Mehrschichtsystem Ti/Al/Ni/Au	73
4.3.4	Bewertung der untersuchten n-Kontakte	78
4.4	Kontakte auf p-GaN	78
4.4.1	Einzelschichtkontakte	79
4.4.2	Kontakte mit Gold-Cap	83
4.4.3	Nasschemische Vorbehandlung	90
4.4.4	Temperaturabhängige Betrachtung	92
4.4.5	Bewertung der untersuchten p-Kontakte	93
4.5	Semitransparente Kontakte auf p-GaN	94
4.5.1	Nickel-Gold	95
4.5.2	Indium-Zinn-Oxid	96
5	Herstellung von Leuchtdioden	99
5.1	InGaN/GaN Leuchtdioden	99
5.1.1	Epitaktischer Aufbau	99
5.1.2	Prozessierung	101
5.1.3	Charakterisierung	101
5.2	Optimierung der Prozesstechnologie	106
5.2.1	Einfluss der Kontaktmetallisierung und der zugehörigen Prozessführung	106

5.2.2	Mesa-Strukturierung	107
5.2.3	Aktivierungsprozess	109
5.2.4	Semitransparenter Kontakt	111
5.2.5	Separation der Bauelemente	119
5.2.6	Zusammenfassung der Ergebnisse	121
5.3	Vergleich mit industrieller Fertigung	124
6	Zusammenfassung und Ausblick	127
A	Begleitende Technologie	131
B	Theoretische Betrachtungen zum Trockenätzen	133
C	Formelzeichen und Abkürzungen	137
	Vorveröffentlichungen	141
	Literaturverzeichnis	145

1 Einleitung

Seit der kommerziellen Einführung von Leuchtdioden durch General Electric im Jahre 1962 haben sich diese Bauelemente in einer Vielzahl von Anwendungen etabliert und dringen in weitere Applikationsbereiche vor. Halbleiter-basierende Leuchtdioden (light-emitting diodes, LEDs), die im sichtbaren Spektralbereich emittieren, werden in Anzeigesystemen wie beispielsweise Vollfarbendisplays oder Verkehrszeichen eingesetzt [1]. Auch im Automobilssektor steigt die Anzahl der LEDs pro Fahrzeug, wobei sie vor allem bei der Cockpithinterleuchtung, als Rück- und Bremslicht und als Blinker verwendet werden. Im Ultraviolett emittierenden Leuchtdioden (UV-LEDs) finden Anwendung in der Umwelttechnologie [2] und im zahnmedizinischen Sektor [3]. Infrarote LEDs werden hauptsächlich zur Datenkommunikation eingesetzt. Durch die Verbindung von UV- bzw. blauen Leuchtdioden mit Lumineszenzkonvertern, sogenannten Phosphoren, konnte die Erzeugung von weißem Licht realisiert werden [4, 5]. Dadurch eröffnen sich für die nitridischen LEDs neue Märkte wie Hinterleuchtung von Displays, Allgemeinbeleuchtung und Scheinwerfer [6, 7, 8], die bisher ausschließlich von inkandeszenten Lichtquellen abgedeckt wurden. Leuchtdioden zeichnen sich in diesen Anwendungen vor allem durch lange Lebensdauern, mechanische Stabilität und Energieeffizienz aus, mit weiterhin steigender Helligkeit können sie zudem bald den Schritt von der Signallampe zur Beleuchtungsquelle vollziehen.

1.1 Leuchtdioden auf der Basis von Gruppe-III

Nitriden

Trotz der über 40 Jahre alten Historie von kommerziellen Leuchtdioden und ihrer mannigfaltigen Anwendungen ist die Entwicklung von LEDs auf der Basis von Gruppe-III Nitriden noch ziemlich jung. Dies ist vor allem auf die erschwerten Bedingungen bei der Epitaxie der Nitride zurückzuführen. Nachdem die erste Synthetisierung von Galliumnitrid (GaN) in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts gelang, konnten erst 1969 erste großflächige einkristalline GaN-Schichten mittels Gasphasenepitaxie hergestellt werden.

1 Einleitung

Die Herstellung optoelektronischer Bauelemente scheiterte jedoch an der Verfügbarkeit geeigneter Akzeptoren mit niedrigen Aktivierungsenergien und der Problematik des nicht gitterangepassten Substrates. Die hauptsächlich verwendeten Substrate Saphir und Siliziumkarbid (SiC) erfordern eine heteroepitaktische Lösung, die zu Defekten in der GaN-Schicht führt. Erst durch den Einsatz von Niedertemperatur-Nukleationsschichten aus GaN oder Aluminiumnitrid (AlN) konnten deutlich bessere Materialqualitäten erreicht werden [9]. Der entscheidende Durchbruch bei der p-Dotierung gelang der Gruppe um I. Akasaki durch Bestrahlung einer Magnesium-dotierten GaN-Probe mit niederenergetischen Elektronen [10], nach der zum ersten Mal p-Leitfähigkeit gemessen werden konnte. Nachdem nachgewiesen wurde, dass durch thermische Behandlung ein vergleichbares Ergebnis erzielt werden kann [11], sind bald erste GaN-basierende pn-Leuchtdioden vorgestellt worden [12].

Zur Realisierung von Leuchtdioden mit hoher Ausgangsleistung ist jedoch die Verwendung einer Doppelheterostruktur notwendig, die eine Lokalisierung der Ladungsträger in der aktiven Zone ermöglicht. Durch kontrolliertes Wachstum von InGaN und AlGaIn konnten deutliche Effizienzsteigerungen bei nitridischen LEDs erzielt werden [13]. Gleichzeitig kann das Emissionsspektrum durch Variation des Indium-Gehalts eingestellt werden, wobei das gesamte sichtbare Spektrum bis hin ins Ultraviolette abgedeckt werden kann [3, 14]. Die Steigerung der optischen Ausgangsleistung (um etwa einen Faktor 10) heute erhältlicher Leuchtdioden im Vergleich zu den ersten InGaIn/GaN-LEDs der japanischen Firma Nichia Chemicals wurde zunächst durch Optimierung der Epitaxiebedingungen erzielt, in den letzten beiden Jahren jedoch vermehrt durch verbesserte Lichtextraktion und geeignetes Packaging [5, 15]. Die Forderung nach weißen LEDs mit großer Lichtausbeute führte zudem zu verstärkten Aktivitäten im Bereich UV-emittierender LEDs [16, 17] und ihre Kombination mit Phosphoren [18, 19, 20].

Nachdem zu Anfangs versucht wurde, optoelektronische Bauelemente auch mit Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) herzustellen, werden die heute angebotenen LEDs hoher Intensität (high brightness LEDs) ausschließlich mit metallorganischer Gasphasenepitaxie (metal-organic vapor-phase epitaxy, MOVPE) gewachsen. Als Substrat dienen dabei hauptsächlich Saphir und SiC, da ein gitterangepasstes Substrat in ausreichender Quantität und Qualität nicht verfügbar ist. Gerade in den letzten Jahre werden jedoch verstärkte Anstrengungen unternommen, GaN-Substrate herzustellen. Durch ihren Einsatz und der damit verbundenen Reduktion von Defekten in den Epitaxieschichten erwartet man weitere Verbesserungen der Kenndaten von Leuchtdioden und vor allem auch von Laserdioden.

Neben der Entwicklung eines geeigneten Epitaxieverfahrens und seine Optimierung weist

auch die prozesstechnologische Herstellung GaN-basierender Leuchtdioden einige Schwierigkeiten auf, die es von anderen Materialsystemen abhebt. Zunächst einmal ist das eingesetzte Substrat Saphir nicht leitend, wodurch eine vertikale Bauelementstruktur nicht möglich ist. Stattdessen muss eine Mesa geätzt werden, um p- und n-Kontakte auf der Oberseite anbringen zu können. Durch die chemische Inertheit von GaN ist eine nasschemische Strukturierung nicht möglich, sondern es muss auf trockenchemische Verfahren zurückgegriffen werden [21]. SiC ist zwar leitend, man muss das Substrat jedoch strukturieren, um das generierte Licht effizient aus dem Bauelement extrahieren zu können [22, 23]. Als weiteres Problem hat sich wie bereits erwähnt die p-Dotierung erwiesen. Der hauptsächlich verwendete Akzeptor Magnesium ist nach dem Wachstum mittels MOVPE elektrisch passiviert und muss erst in einem zusätzlichen Prozessschritt aktiviert werden. Darüber hinaus gestaltet sich die Verwirklichung niederohmiger p-Kontakte schwierig. Einerseits können aufgrund der großen Aktivierungsenergie von Mg (im Mittel ca. 180 meV [24]) nur geringe Löcherkonzentrationen in GaN erreicht werden und andererseits ist Galliumnitrid ein wide-bandgap Material. Auf diesem können nach der Theorie von Schottky p-Kontakte nur mit Metallen, die eine große Austrittsarbeit besitzen, realisiert werden, wodurch die Auswahl an Metallen deutlich eingeschränkt wird.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Herstellung von GaN-basierenden Leuchtdioden, wobei ausschließlich die Prozessschritte bis zum Halbleiter-Bauelement auf Chip-Ebene betrachtet werden. Nachträgliche Fertigungsschritte wie Vereinzeln, Einbau in einen Reflektor und Vergießen werden nicht untersucht. Allerdings wird versucht, geeignete Voraussetzungen für die Durchführung dieser Prozesse ohne Ausbeuteeinbußen zu schaffen. Im Verlauf dieser Arbeit werden zunächst die zur Herstellung einer GaN-LED notwendigen Schritte unabhängig voneinander betrachtet und anschließend zu einer Gesamtprozessfolge kombiniert. Alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben wurden mittels MOVPE auf Saphir-Substrat gewachsen, der Einfluss von Epitaxieparametern auf die Bauelementcharakteristik wird hier nicht untersucht.

In Kapitel 2 wird die Aktivierung des Akzeptors durch Tempern (annealing) in Stickstoffhaltiger Atmosphäre vorgestellt. Nach einer kurzen Betrachtung, warum Magnesium als Akzeptor gewählt wurde und zu welchen Problemen diese Wahl führt, werden die Resultate von Einzelschritt- und 2-Schritt-Prozesse vorgestellt und miteinander verglichen.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Strukturierung der GaN-Schichten zur Herstellung einer Mesa-Struktur. Hierbei werden unterschiedliche Strahlätzverfahren einander gegenüberge-

1 Einleitung

stellt und die geätzten Proben hinsichtlich Ätzrate, Defektgeneration und Mesa-Flanken charakterisiert.

Die zur Kontaktierung von LEDs notwendigen Metallisierungen müssen zweierlei Eigenschaften erfüllen: niederohmiges, sperrfreies Verhalten aus elektrischer Sicht und strukturelle Stabilität gegenüber der thermischen Behandlung. In Kapitel 4 werden Einzel- und Mehrschicht-Kontakte auf ihre Tauglichkeit als n- und p-Kontakte untersucht. Anschließend folgt eine Betrachtung von semitransparenten Kontakten zur besseren Lichtauskopplung aus Leuchtdioden.

In den vorangegangenen Kapiteln werden die zur Herstellung einer GaN-basierenden Leuchtdiode notwendigen Prozessschritte einzeln betrachtet und optimiert. In Kapitel 5 werden diese Schritte ausgehend von einer einfachen Prozessfolge miteinander kombiniert und aufeinander abgestimmt. Ziel ist die Prozessierung einer LED mit guten elektrischen und optischen Kenndaten, wobei der Einfluss der Epitaxie nicht untersucht wird. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit einem Vergleich der erreichten Ergebnisse universitärer Herstellung mit einem industriellen Fertigungsprozess.

2 Aktivieren der p-Dotierung

Zur Herstellung effizienter Leuchtdioden ist es notwendig, p- und n-dotierte Schichten epitaktisch herzustellen. Während sich die Dotierung mit Silizium als Donator einfach realisieren lässt [1, 25], konnte bis Ende der 80er Jahre keine p-Leitung in Galliumnitrid nachgewiesen werden.

2.1 Magnesium als Akzeptor

1988 gelang es der Gruppe um I. Akasaki Magnesium-dotiertes GaN durch Bestrahlung mit niederenergetischen Elektronen elektrisch zu aktivieren [10]. Vier Jahre später zeigte Nakamura, dass diese Aktivierung auch thermisch erfolgen kann [11]. Damit war der Grundstein für einen erfolgreichen Einsatz der Gruppe-III Nitride als Materialsystem für optoelektronische Bauelemente gelegt.

2.1.1 Einbau von Magnesium

Die Konzentration einer Verunreinigung (auch eines Dotierstoffs) oder eines Defektes im thermodynamischen Gleichgewicht ist während des Einbaus bei vorgegebener Temperatur im Wesentlichen von seiner Bildungsenergie abhängig. Diese wiederum hängt von einer Vielzahl von Parametern ab, unter anderem von den chemischen Potentialen der beteiligten Atome (hier: Ga, N und Mg) und im Falle von geladenen Teilchen vom Fermi-Niveau. Nimmt man Gallium-reiche Bedingungen, wie sie beim Wachstum von GaN gegeben sind, und feste chemische Potentiale an [26], so ergibt sich die in Abbildung 2.1 dargestellte Abhängigkeit der Bildungsenergie vom Fermi-Niveau. Die Steigung ist dabei abhängig von der Art der Ladung: eine positive Steigung wie für die Stickstofffehlstelle V_N entspricht einer positiven Ladung und somit einem Donator, eine negative Steigung einem Akzeptor, in diesem Fall das auf einem Gallium-Gitterplatz eingebaute Magnesium.

Mit diesen Bildungsenergien und unter Berücksichtigung des Fermi-Niveaus, das durch die Bedingungen für Ladungsneutralität beschränkt ist, kann die Konzentration der Defekte

2 Aktivieren der p-Dotierung

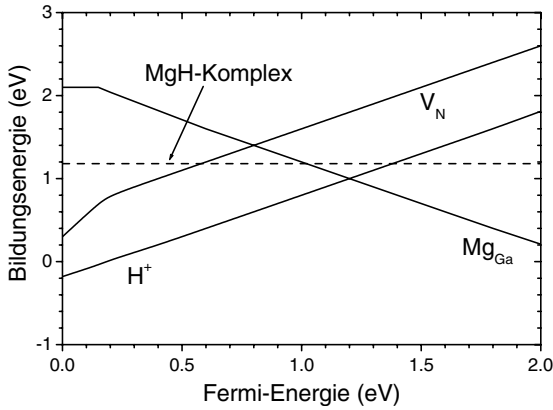


Abbildung 2.1: Bildungsenergie in Abhängigkeit des Fermi-Niveaus für den Mg_{Ga} Akzeptor, Stickstofffehlstellen und Wasserstoff. Für die Berechnung wurde Ga-reiche Wachstumsbedingungen vorausgesetzt [26].

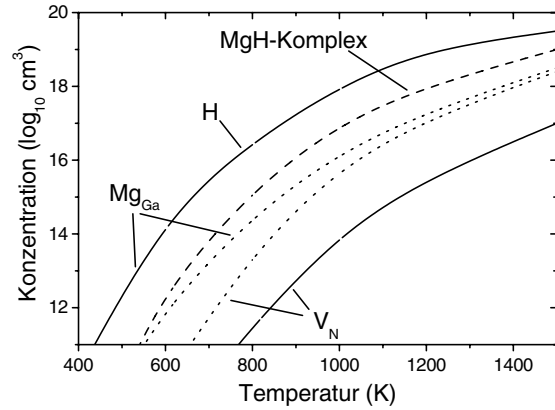


Abbildung 2.2: Konzentrationen des Mg_{Ga} -Akzeptors, der Stickstofffehlstellen und des MgH -Komplexes (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur [27]. Dargestellt ist der Fall wasserstoffarmer (gepunktet) und wasserstoffreicher (durchgezogene Linien) Wachstumsbedingungen. Im letzteren Fall ist die Konzentration des Wasserstoffs gleich der von Magnesium.

in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur dargestellt werden (Abb. 2.2). Betrachtet man zunächst den Fall Wasserstoff-armer Wachstumsbedingungen, wie es für MBE der Fall ist, so zeigt sich der erwartete Anstieg des Mg-Einbaus mit steigender Temperatur. Ab Temperaturen von mehr als 800 °C wird der Akzeptor immer mehr durch N-Fehlstellen kompensiert. Da die normalen Wachstumstemperaturen jedoch im Bereich von 750 °C liegen [28], ist es möglich, p-leitendes GaN ohne nachträglichen Temperschnitt herzustellen [29].

Für MOVPE-Wachstumsbedingungen, d.h. in Wasserstoff-reicher Umgebung, ergibt sich eine andere Situation: H ist gegenüber dem dominierenden Defekt (V_N) energetisch bevorzugt (Abb. 2.1). Die Einbaukonzentrationen von Mg_{Ga} und H sind in diesem Falle identisch (experimenteller Nachweis siehe [30]), was darauf hindeutet, dass H den Mg-Akzeptor kompensiert. Darüber hinaus ist die eingebaute Mg-Konzentration höher als im Wasserstoff-armen Fall bei gleichzeitig vermindertem Einbau von V_N , was sich beides positiv auf die Dotierung auswirkt. In einer Darstellung wie Abbildung 2.1 kann das Fermi-Niveau in der Nähe eines Schnittpunktes von Donator und Akzeptor angenommen werden. Hier sind ihre Bildungsenergien und somit ihre Konzentrationen im Kristall gleich, wodurch Ladungsneutralität gewährleistet ist. Sind nur Mg und V_N beteiligt, liegt das Fermi-Niveau bei etwa 0.8 eV. Durch die Zugabe von Wasserstoff wird es zu höheren

Energien verschoben, wobei gleichzeitig die Bildungsenergie von Mg_{Ga} abnimmt und die von V_N steigt. Dies ist gleichbedeutend mit der Abnahme von Defekten und zunehmendem Akzeptor-Einbau. An Abbildung 2.2 kann man erkennen, dass unabhängig von der Epitaxieart der Mg-Akzeptor für Wachstumstemperaturen von mehr als 1200 K immer kompensiert sein wird, entweder durch Stickstofffehlstellen oder durch Wasserstoff.

Während Mg und H beim Wachstum aufgrund der hohen Temperaturen nebeneinander vorliegen, kommt es beim Abkühlen zur Bildung des MgH-Komplexes. Dass es sich tatsächlich um einen energetischen Komplex handelt, wurde 1996 von Götz et al. mittels Absorptionsspektroskopie nachgewiesen [31].

Im Falle der hier verwendeten Schichten, die alle mit MOVPE hergestellt wurden, muss davon ausgegangen werden, dass die gesamte Mg-Dotierung mit Wasserstoff passiviert ist. Dies macht einen Aktivierungsschritt zur Herstellung der Leuchtdioden notwendig.

2.1.2 Aktivierung von Magnesium

Wenn man von der Aktivierung von Magnesium als Akzeptor spricht, dann muss man zwei Arten von Aktivierung, die elektrische und die thermische, unterscheiden.

2.1.2.1 Elektrische Aktivierung

Die elektrische Aktivierung entspricht wie bei jedem Halbleiter der Ionisation des Dotierstoffs. Unter der Annahme von Galliumnitrid als nicht entarteten Halbleiter mit parabolischen Bändern kann die freie Ladungsträgerkonzentration p über

$$p = N_A \left(1 + \exp \frac{E_A - E_F}{k_B T} \right)^{-1} = n_i \exp \frac{E_F - E_i}{k_B T} \quad (2.1)$$

und

$$n_i = \sqrt{N_A N_D} \exp \frac{-E_G}{2k_B T} \quad (2.2)$$

berechnet werden [32]. n_i bezeichnet dabei die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, N_A und N_D die Akzeptor- und Donatorkonzentration, sowie T die Temperatur. k_B ist die Boltzmann-Konstante und E_F , E_i und E_G sind die Fermienergie, die Fermienergie des intrinsischen Halbleiters und der Bandabstand. Die große Aktivierungsenergie E_A von 160 bis 210 meV [24] von Magnesium in GaN bewirkt, dass nur ein kleiner Prozentsatz ($< 10\%$) der Akzeptoren bei Raumtemperatur aktiviert ist.

Neben der geringen prozentualen Ionisierung des Akzeptors ergibt sich bei der Herstellung hochdotierter p-Galliumnitrid Schichten ein weiteres Problem: ab Mg-Konzentrationen

2 Aktivieren der p-Dotierung

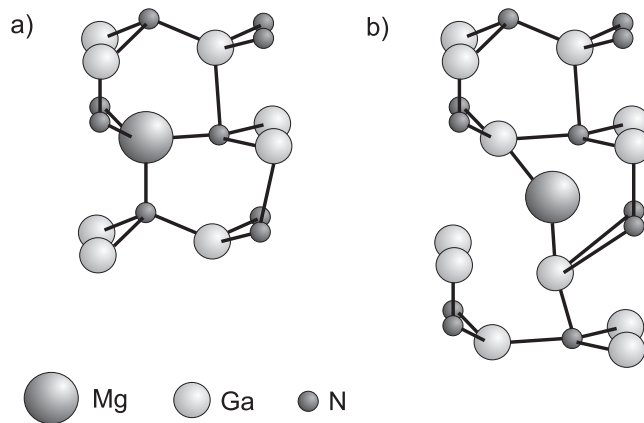


Abbildung 2.3: Einbau von Magnesium in Galliumnitrid: als aktiver Akzeptor (a) und als kompensierter Mg_iV_N -Komplex (b)

im mittleren 10^{19} cm^{-3} Bereich ist eine Abnahme der freien Löcherkonzentration zu beobachten. Begründet wird dies mit der Löslichkeitsgrenze von Mg in GaN [33], die zur Selbstkompensation mit erzeugten Stickstofffehlstellen führt [34]. Dabei bildet sich ein Mg_iV_N -Komplex (Abb. 2.3(b)), der für die blaue Lumineszenz von Mg-dotiertem GaN verantwortlich ist [35].

2.1.2.2 Thermische Aktivierung

Bei der thermischen Aktivierung wird der MgH-Komplex aufgebrochen, der Wasserstoff aus dem Kristall dissoziiert und das zunächst passivierte Magnesium kann als Akzeptor agieren. Im Laufe der Jahre wurden einige Verfahren untersucht [10, 11], als das Praktikabelste hat sich jedoch das thermische Verfahren durchgesetzt.

Bei diesem Verfahren wird der MgH-Komplex in einem Ausheizofen mit Stickstoffatmosphäre gemäß der chemischen Gleichung



aufgebrochen. Um den Komplex zu dissoziieren, d.h. den Wasserstoff vom Mg-Atom zu entfernen, ist eine energetische Barriere zu überwinden. Unter der Annahme eines Sprungs zum nächsten Nachbarn wurde die Dissoziationsenergie zu 1.5 eV berechnet [27]. Diese Barriere ist klein genug, um sie bei geringen Annealtemperaturen von 300 °C überwinden zu können. Experimente haben jedoch gezeigt, dass mindestens eine Temperatur von 600 °C notwendig ist, um eine Aktivierung des Akzeptors zu erreichen. Wie Abbildung 2.4 zeigt, liegt dies daran, dass es nicht ausreicht, den Wasserstoff zu dissoziieren. Um eine Repassivierung des Mg-Akzeptors zu vermeiden, muss H^+ entweder aus dem p-Gebiet ent-

fernt (über die Oberfläche des Halbleiters oder in das Substrat) oder neutralisiert werden (z.B. an Kristalldefekten). Da die Diffusionsbarriere von H^+ in Galliumnitrid im Bereich von 0.7 eV liegt und H^+ somit sehr beweglich ist, kann es sehr einfach zur Kristalloberfläche oder zu Defekten gelangen. Die hohe Temperatur, die benötigt wird, um den Akzeptor zu aktivieren, spiegelt folglich eine Aktivierungsenergie wider, die zur Überwindung eines Oberflächenpotentials oder eines chemischen Bindungspotentials aufgewendet werden muss. Die Diffusion von Wasserstoff ins n-Gebiet einer Leuchtdiode ist unwahrscheinlich, da hier die notwendige Diffusionsenergie deutlich höher ist als im p-GaN [26].

Als Nachteil der Aktivierung bei hohen Temperaturen erweist sich die zusätzliche Ausdiffusion von Stickstoff. Dieser hinterlässt im Bereich der Oberfläche Stickstofffehlstellen, die als Donatoren mit einer Aktivierungsenergie von 30 meV unterhalb der Leitungsbandkante [37] eine effektive p-Dotierung im Bereich der Kontakte erschweren. Abhilfe kann hier eine Schutzschicht aus SiO_2 [38] oder die Aktivierung in N_2 -Überdruckatmosphäre [13] schaffen. Beide Methoden erlauben das Entweichen des Wasserstoffs aus dem Kristall, der Stickstoff wird jedoch an der Ausdiffusion gehindert.

Andere Modifikationen der thermischen Aktivierung zielen darauf ab, die benötigte Temperatur zum Erreichen der p-Leitfähigkeit zu senken. Geht man davon aus, dass der Wasserstoff über die Halbleiteroberfläche entfernt wird, muss vor allem das zu überwindende Oberflächenpotential gesenkt werden. Hierzu kann man entweder eine geeignete Deckschicht wie z.B. Nickel [39] verwenden, oder man ersetzt einen Teil [40, 41] oder die gesamte N_2 -Atmosphäre durch Sauerstoff [42]. Problematisch bei letzterem Verfahren ist die unvermeidliche Bildung eines Oberflächenoxids, das anschliessend wieder entfernt werden

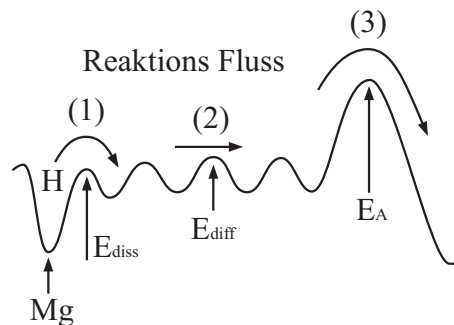


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Aktivierungsreaktion des Mg-Akzeptors und der zugehörigen Energiebarrieren. Der bei niedrigerer Temperatur gebildete, neutrale Mg-H Komplex dissoziiert mit steigender Temperatur (1) und das gebildete H^+ kann sich durch den Kristall bewegen (2). Ein weiterer Anstieg der Temperatur erlaubt dem Wasserstoff eine zusätzliche Barriere zu überwinden (3), die für das Entfernen aus dem p-Gebiet oder für die Neutralisation an Defekten steht [36].

2 Aktivieren der p-Dotierung

muss. Da die Oxidbildung jedoch verstärkt an Defekten erfolgt, ist eine nachhaltige Beeinträchtigung des Bauelements nicht ausgeschlossen. Andere Verfahren zielen darauf ab, den MgH-Komplex aufzubrechen und das entstandene H^+ mittels Elektronen zu passivieren. Dadurch steht es nicht mehr als Reaktionspartner zur Passivierung des Magnesiums zur Verfügung. Die Elektronen werden während des Annealens entweder über Kontakte zugeführt [43] oder durch UV-Bestrahlung im Galliumnitrid erzeugt [44]. Beide Verfahren sind jedoch produktionstechnisch irrelevant, da einerseits die grossflächige Strominjektion in einem Annealofen prozesstechnisch schwierig ist, andererseits bei der Verwendung von UV-Licht aufgrund von Materialabsorption im GaN nicht davon ausgegangen werden kann, dass das gesamte p-Gebiet aktiviert wurde. Außerdem stellt sich bei beiden Verfahren die Frage, ob der passivierte Wasserstoff ausreichend stabil ist, um bei den bei Betrieb der Leuchtdioden herrschenden Temperaturen von 120 °C und mehr [45] nicht wieder ionisiert zu werden.

2.2 Alternative Akzeptoren

Neben Magnesium wurden noch weitere Elemente wie beispielsweise Beryllium (Be), Calcium (Ca), Zink (Zn) und Kohlenstoff (C) auf ihre Tauglichkeit als Akzeptoren in GaN untersucht. Auswahlkriterien waren dabei neben der Löslichkeit in GaN und der Tiefe der Störstelle (Ionisationsenergie) auch die Wahrscheinlichkeit einer Kompensation des Dotierstoffs durch andere Konfigurationen im Kristall (z.B. Einbau auf Zwischengitterplätze, Komplexbildung) und wie im Falle von MOVPE-Wachstum die Verfügbarkeit geeigneter Quellen (precursor). Mit Zn wurde aufgrund der Ionisierungsenergie von minimal 210 meV noch keine p-Leitfähigkeit erzeugt [46]. Es wurde jedoch Anfang der 70er zur Kompensation der Hintergrundladungsträgerkonzentration [47] und später zum Kodotieren von GaN- und InGaN-Schichten verwendet [1]. Es kommt zu einer Rot-Verschiebung der Peakwellenlänge, wodurch die gewünschte Emissionswellenlänge eingestellt werden konnte. Bisherige Untersuchungen von Be und C ergeben noch kein schlüssiges Bild [48, 49], da erste Erfolge durch weitere experimentelle Untersuchungen nicht bestätigt werden konnten. Ca mit einer Ionisierungsenergie von 169 meV ist mit Mg vergleichbar, die ersten Ergebnisse wurden jedoch an einer ionenimplantierten Probe erzielt [50], ein Einbau während des Wachstums wurde noch nicht untersucht.

2.3 Annealingexperimente

Ziel der Aktivierungsexperimente in dieser Arbeit ist es, eine möglichst große freie Löcherkonzentration bei den untersuchten p-Proben zu erzielen. Dabei soll versucht werden, die thermische Belastung für die Probe gering zu halten. Dies bedeutet, die notwendige Temperatur so klein und die Temperzeit so kurz wie möglich zu halten. Hintergrund für diese Rahmenbedingungen sind die im Vergleich zu GaN (ca. 1050 °C) geringen Wachstumstemperaturen von InGaN (ca. 750 °C), das in der aktiven Zone der LEDs verwendet wird. Um Veränderungen in den Quantenwells zu verhindern (Desorption von In an den Mesaflanken, In-Separation und -Klusterbildung) [51], sollte deshalb die thermische Belastung während des Annealingschritts möglichst klein sein.

2.3.1 Versuchsdurchführung

Die hier untersuchten Proben werden mittels MOVPE gewachsen und bestehen aus Mg-dotiertem Galliumnitrid auf einem nominell undotierten Puffer. Die Proben werden in ca. 5 x 5 mm² große Stücke geteilt und in einem schnellen Ausheizofen (rapid thermal annealer, RTA) aktiviert. Die Temperatur wurde zwischen 600 °C und 1000 °C variiert, die Annealzeit zwischen 30 s und 20 min. Alle Proben wurden in einer Stickstoffatmosphäre aktiviert, aufgrund des verwendeten Graphittellers im RTA können keine Versuche mit Sauerstoff bei Temperaturen von mehr als 500 °C durchgeführt werden. Nach der Aktivierung werden die Proben mit In-Kontakten versehen, die bei 350 °C für 10 s einlegiert werden. Anschließend werden die Proben nach dem im nächsten Kapitel beschriebenen Hall-Verfahren an einer Van-der-Pauw Struktur charakterisiert. Um zu gewährleisten, dass die In-Kontakte sperrfrei sind, werden sie jeweils vor der eigentlichen Hall-Messung hinsichtlich ihrer Kennlinien-Charakteristik untersucht.

2.3.2 Hall-Messungen

Die Leitfähigkeit

$$\sigma_{HL} = e(\mu_n n + \mu_p p) \quad (2.4)$$

eines Halbleiters wird als Produkt der Konzentration der Ladungsträger n und p und ihren Beweglichkeiten μ_n und μ_p bestimmt, wobei der Anteil der Minoritäten zumeist vernachlässigt werden kann. Für einige Anwendungen, wie beispielsweise die genaue Analyse von Kontakten, ist es notwendig, die Leitfähigkeit in Ladungsträgerkonzentration und Beweglichkeit aufzutrennen. Mit Hilfe des 1879 entdeckten Hall-Effekts lassen sich diese Größen

2 Aktivieren der p-Dotierung

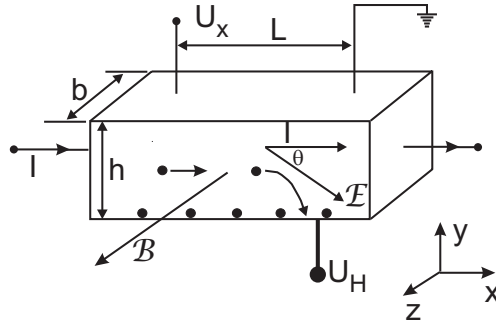


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Hall-Effekts an einer p-Probe.

bestimmen.

Betrachtet man den in Abbildung 2.5 dargestellten stromdurchflossenen Leiter, so ist der Strom I (hier: Löcherleitung) durch

$$I = eApv_x = ebhpv_x \quad (2.5)$$

gegeben. A ist die stromdurchflossene Fläche, v_x Geschwindigkeit der Ladungsträger in x -Richtung und e die Elementarladung. Mit der anliegenden Spannung in x -Richtung

$$U_x = \frac{\rho_{HL}L}{bh}I = \mathcal{E}_xL \quad (2.6)$$

ergibt sich der spezifische Widerstand des Halbleitermaterials

$$\rho_{HL} = \frac{1}{\sigma_{HL}} = \frac{bh}{L} \frac{U_x}{I} \quad (2.7)$$

b , h und L bezeichnen die Abmessungen der Probe, \mathcal{E}_x das elektrische Feld in x -Richtung und σ_{HL} die Leitfähigkeit des Halbleiters. Wird die Probe einem konstanten magnetischen Feld \mathcal{B} , das senkrecht zum Stromfluss steht, ausgesetzt, so werden die Ladungsträger aufgrund der Lorentz-Kraft in y -Richtung abgelenkt. Durch die Akkumulation der Ladungsträger ergibt sich ein vertikales elektrisches Feld \mathcal{E}_y , das die Hall-Spannung

$$U_H = - \int_h^0 \mathcal{E}_y dy = \frac{\mathcal{B}I}{ebp} \quad (2.8)$$

erzeugt. Diese Spannung wirkt der Ablenkung der Löcher durch die Lorentz-Kraft entgegen und es bildet sich ein elektrostatisches Gleichgewicht aus. Der Hall-Koeffizient R_H ist definiert als

$$R_H = \frac{bU_H}{\mathcal{B}I} = \frac{1}{ep} \quad (2.9)$$

für p-Leitung und für n-Leitung ist

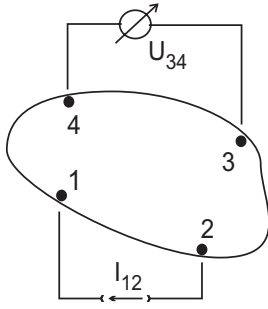


Abbildung 2.6: van-der-Pauw Struktur. Die Kontakte, die sich am Rand der Probe befinden, sind klein im Vergleich zu deren Oberfläche. Die Probe muss eine konstante Schichtdicke besitzen und ganzflächig leiten, um den Anforderungen für Hall-Messungen zu genügen.

$$R_H = -\frac{1}{en} \quad . \quad (2.10)$$

Tragen in einem Halbleiter beide Ladungsträgersorten zum Stromtransport bei, ergibt sich der Hall-Koeffizient zu

$$R_H = -\frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad . \quad (2.11)$$

Die Hallmessungen werden an einer van-der-Pauw Struktur (Abb. 2.6) durchgeführt. Dabei ist es nicht mehr erforderlich den genauen Stromverteilung zu kennen, wenn folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

- Die Kontakte befinden sich am Rand der Probe und sind klein gegen die Probenfläche.
- Die Probe besitzt eine homogene Schichtdicke, die ganzflächig leitet. Es wird davon ausgegangen, dass die Stromleitung nur in dieser Schicht stattfindet.

Für die in Abb. 2.6 dargestellte Probe ergibt sich dann ein spezifischer Widerstand von

$$\rho = \frac{\pi h}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} F \quad , \quad (2.12)$$

wobei $R_{12,34} = \frac{U_{34}}{I_{12}}$, h die Dicke der dotierten Schicht und F der so genannte van-der-Pauw Faktor ist. Aus der Relation

$$\frac{R_r - 1}{R_r + 1} = \frac{F}{\ln 2} \operatorname{arcosh} \frac{\exp \frac{\ln 2}{F}}{2} \quad (2.13)$$

mit $R_r = \frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}$ lässt sich F extrahieren und wird für symmetrische Proben (Kreise oder Vierecke) gleich 1 [52].

2.4 Ergebnisse und Diskussion der Annealingexperimente

Im folgenden werden die Ergebnisse der Anneal-Experimente dargestellt und diskutiert, wobei zunächst Proben mit Einzelschritt-Prozessen aktiviert werden. Als nächster Schritt folgen dann Zweischritt-Prozesse. Letztere wurden in Kooperation mit der Firma Steag RTP Systems GmbH (heute Mattson Thermal Products GmbH) durchgeführt, deren RTA-System die für diese Prozesse geforderten schnellen Rampen von mehr als 25 K/s bewältigen kann. Für die hier gezeigten Versuche wurden 6 Mg-dotierte Proben verwendet, deren Eigenschaften in Tabelle 2.1 aufgelistet sind.

2.4.1 Einzelschritt-Aktivierung

2.4.1.1 Einfluss des Temperprozesses auf die Ladungsträgerkonzentration

Die Mg-dotierten Proben 1 und 2 mit einer GaN:Mg-Schichtdicke von 280 nm wurden für die Einzelschritt-Aktivierung herangezogen. Sie unterscheiden sich nur in der Höhe der chemischen Mg-Dotierung, die nach SIMS-Messungen etwa $3.1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für die Probe 1 bzw. $7.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für die Probe 2 beträgt. Am SIMS-Profil der Probe 2 (Abb. 2.7) kann man erkennen, dass die Dotierung konstant ist über die angestrebte Schichtdicke von 280 nm und nur messtechnisch bedingte Schwankungen aufweist. Am Ende des Dotierprofils fällt die Dotierung innerhalb weniger Nanometer um mehrere Größenordnungen, zeigt jedoch einen Diffusionsausläufer des Magnesiums in Richtung des undotierten Unterbaus. Dieser entsteht durch nicht optimiertes Wachstum bei hohen Mg-Konzentrationen. Abbildung 2.8 zeigt die Leitfähigkeit der beiden Proben 1 und 2 nach dem Annealing bei Temperaturen zwischen 600 und 950 °C und Temperdauern von 5 und 10 min. Man kann

Tabelle 2.1: Vergleich der für die Magnesium-Aktivierung untersuchten Proben.

Probe	Dicke der GaN:Mg-Schicht (nm)	chemische Mg-Konzentration (10^{19} cm^{-3} , aus SIMS)
1	280	3.1
2	280	7.5
3	500	2.5
4	300	2.5
5	300	1.5
6	300	0.7

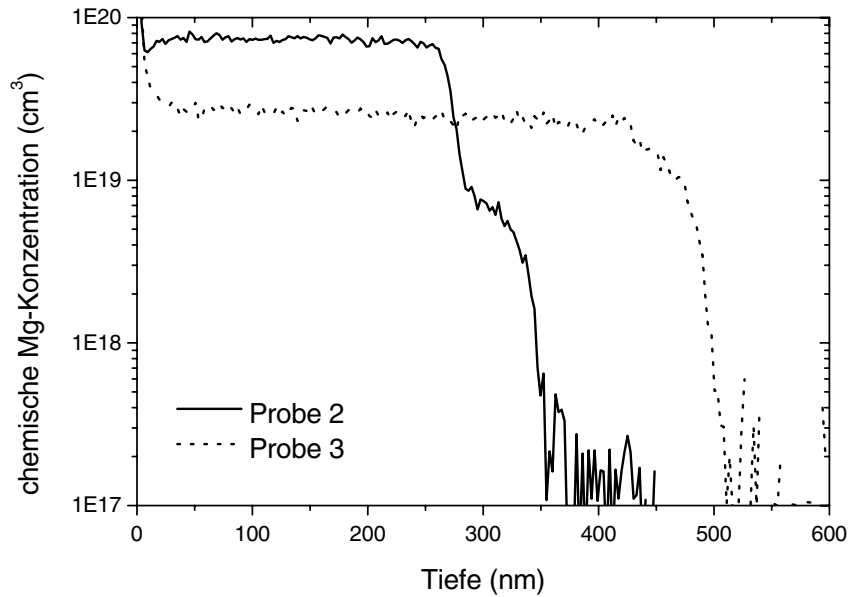


Abbildung 2.7: Chemische Mg-Konzentration der Proben 2 und 3. Die Konzentration wurde über SIMS-Messungen bestimmt (M. Maier, Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg). Die Probe 2 ist aus der ersten Experimentalreihe, Probe 3 wurde unter optimierten Wachstumsbedingungen hergestellt.

bei allen Versuchsreihen den Anstieg der Leitfähigkeit mit zunehmender Temperatur erkennen, wobei hier bereits deutlich der Einfluss der verschiedenen Dotierkonzentrationen zu erkennen ist. Anhand der Ergebnisse wird auch deutlich, dass die erreichbare Leitfähigkeit hauptsächlich von der Annealtemperatur abhängt, solange die Dauer des Prozesses kleiner gleich 10 min ist. Verlängert man die Temperzeit, so sind die Proben nicht mehr messbar, da die Kontakte sperrendes Verhalten zeigen.

Trennt man die Leitfähigkeit gemäss Gleichung 2.4 auf in Ladungsträgerbeweglichkeit und -konzentration und trägt die freien Löcher über der Annealtemperatur auf, so erhält man das in Abbildung 2.9 gezeigte Ergebnis. Auch hier ist ein Anstieg für Temperaturen kleiner 750°C zu beobachten, für höhere Temperaturen sättigt die freie Löcherkonzentration, bevor sie wieder abnimmt. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits von anderen Gruppen beobachtet [44, 53] und lässt sich dadurch erklären, dass zunächst die Temperatur nicht ausreicht, um den gesamten Wasserstoff aus dem Galliumnitrid auszutreiben. Dies führt beim Abkühlen der Probe zur teilweisen Repassivierung des Akzeptors und somit zu einer verminderten Löcherkonzentration. Im mittleren Temperaturbereich wird ein Großteil des Wasserstoffs ausgetrieben, und es wird eine homogene p-Konzentration gemessen. Mit steigender Temperatur erhöht sich jedoch auch die Wahrscheinlichkeit der

2 Aktivieren der p-Dotierung

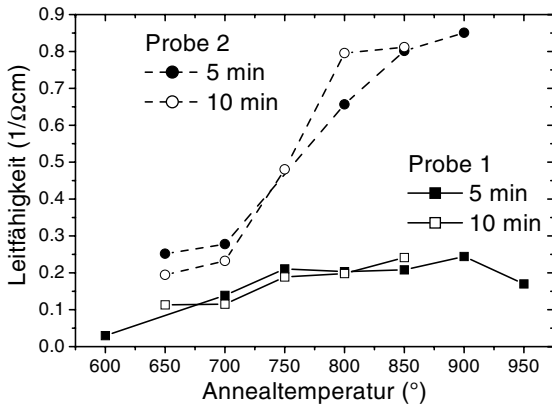


Abbildung 2.8: Leitfähigkeit der Mg-dotierten Proben 1 und 2 nach der Aktivierung in N_2 -Atmosphäre.

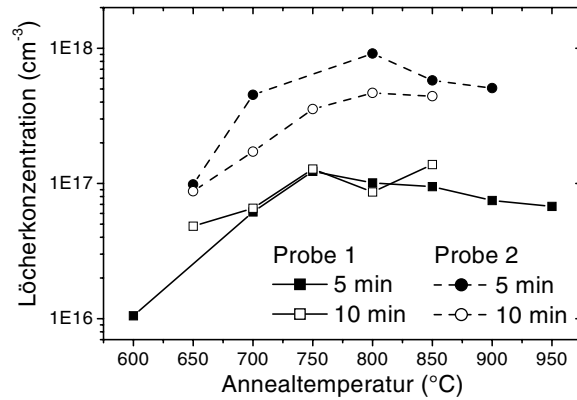


Abbildung 2.9: Gemessene p-Ladungsträgerkonzentration zu den in Abb. 2.8 gezeigten Leitfähigkeiten.

Stickstoff-Ausdiffusion. Diese Fehlstellen wirken als flacher Donator, der in zunehmendem Maße die p-Dotierung kompensiert.

Die Ladungsträgerbeweglichkeit verhält sich umgekehrt proportional zur Löcherkonzentration (Abb.2.10): Mit zunehmender Anzahl der freien Ladungsträger nimmt ihre Beweglichkeit im Kristall ab. Diese Abhängigkeit zeigt sich auch bei den Untersuchungen anderer Gruppen [1, 44, 54] und ist auf die erhöhte Streuung der freien Ladungsträger an den ionisierten Atomrümpfen (Streuung an Störstellen) zurückzuführen. Bei den hier untersuchten Proben liegt die ermittelte Beweglichkeit zwischen 3 und 17 cm^2/Vs und ist vergleichbar mit anderen publizierten Resultaten.

Vergleicht man die Ergebnisse der Proben 1 und 2 hinsichtlich ihrer freien Ladungsträgerkonzentration, so lassen sich diese nicht allein über die unterschiedlichen chemischen Mg-Konzentrationen erklären, da diese sich nur um einen Faktor 2.4 unterscheiden. Berücksichtigt man jedoch die Konzentration freier Elektronen in nominell undotiertem GaN (mittlerer 10^{16} cm^{-3} -Bereich), die durch Defekte im Halbleiter hervorgerufen werden und

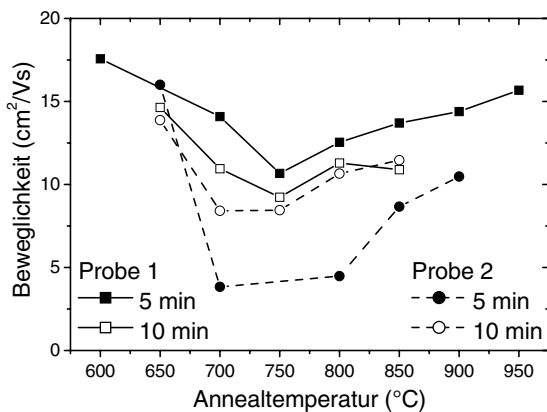


Abbildung 2.10: Löcherbeweglichkeiten zu den in Abb. 2.8 bzw. Abb. 2.9 gezeigten Leitfähigkeiten bzw. Löcherkonzentrationen.

die p-Dotierung partiell kompensieren, dann werden die Ergebnisse verständlich. Eine maximale Löcherkonzentration von $9.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($\sigma = 0.65 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$, $\mu_p = 4.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) wurde bei der Probe 2 für eine Aktivierung bei $800 \text{ }^\circ\text{C}$ für 5 min erzielt, erhöht man die Dauer des Temperprozesses bei konstanter Temperatur auf 10 min, so sinkt p auf $4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($\sigma = 0.8 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$, $\mu_p = 10.6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Durch die längere Dauer des Annealings diffundiert mehr Stickstoff aus den GaN-Schichten und vermindert über Ladungsträgerkompensation die Anzahl der gemessenen Löcher. Die Leitfähigkeit hingegen steigt mit zunehmender Länge des Temperschnitts (Abb. 2.8). Da aber die Ladungsträgerkonzentration ausschlaggebend für die Kontakteigenschaften ist, wird auf maximale p-Konzentration optimiert.

2.4.1.2 Einfluss der epitaktischen Schichten

Bisher wurde vor allem der Einfluss des Aktivierungsprozesses auf die p-Leitfähigkeit und Ladungsträgerkonzentration untersucht. Wie die Ergebnisse der Probe 3 in Abbildung 2.11 im Vergleich mit den Resultaten der Proben 1 und 2 jedoch zeigen, kann durch die Wahl geeigneter Wachstumsparameter der Mg-dotierten Galliumnitrid-Schicht ein deutlich größerer Einfluss ausgeübt werden. Bei dieser Probe mit einer GaN:Mg-Schichtdicke von 500 nm wurde ein optimierter Buffer verwendet, aus dem eine geringere Defektdichte ($5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ im Vergleich zu $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bei der Probe 1) und eine verminderte Hintergrundladungsträgerkonzentration von kleiner $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ resultiert. Dadurch war es möglich, trotz geringerem chemischen Mg-Anteil im Galliumnitrid ($2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Abb. 2.7) höhere p-Leitfähigkeit zu erzielen. Eine geringere Mg-Konzentration ist vor allem für eine hohe Löcherkonzentration vorteilhaft, da der bereits angesprochene Bereich der Selbstkompensation erst ab ca. $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Mg im GaN beginnt [34].

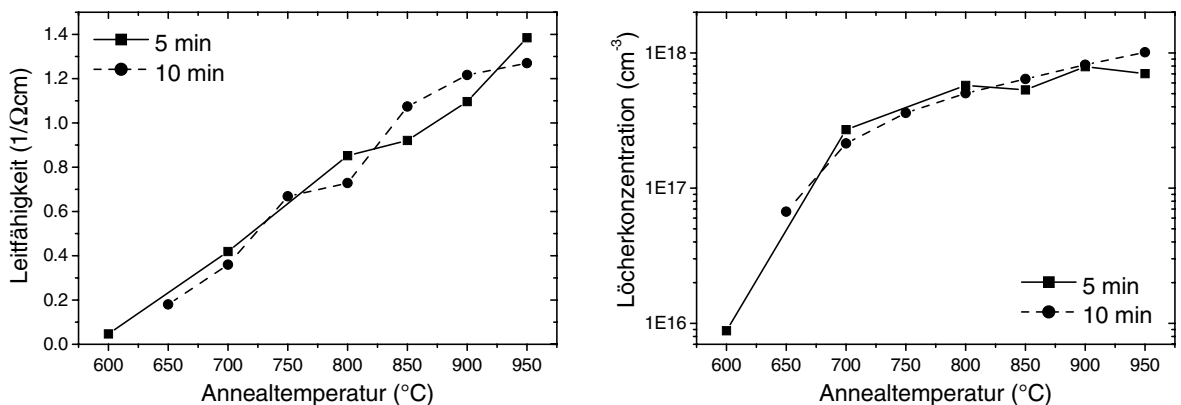


Abbildung 2.11: Löcher-Leitfähigkeit (links) und -Ladungsträgerkonzentration (rechts) von Probe 3 nach Annealing. Die Defektdichte dieser Probe ist etwa halb so groß wie die der Proben 1 und 2 aus Abb. 2.8 und 2.9.

2 Aktivieren der p-Dotierung

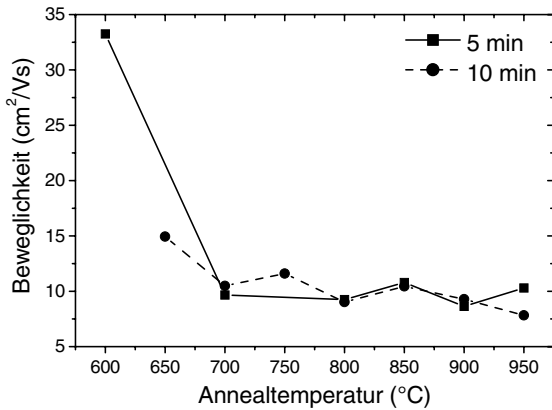


Abbildung 2.12: Löcherbeweglichkeit zu den in Abb. 2.11 gegebenen Leitfähigkeiten und Ladungsträgerkonzentrationen.

Im Falle dieser Probe liegen die Kennlinien für 5 und 10 minütige Annealschritte abgesehen von kleinen Abweichungen aufeinander (Abb. 2.11). Ähnlich wie bei den Proben 1 und 2 steigt die Leitfähigkeit der Schicht mit zunehmender Annealtemperatur, die Löcherkonzentration sättigt jedoch ab etwa 800 °C. Für diese Temperatur und eine Aktivierungsdauer von 5 min wurde eine Leitfähigkeit von $0.85 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$ ($p = 5.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_p = 4.48 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_p = 9 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) gemessen, bei 10 min ist $\sigma = 0.73 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$ ($p = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_p = 9.2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Für Temperaturen von mehr als 950 °C konnten die Proben aufgrund sperrender Kontakte nicht mehr gemessen werden.

Die ermittelten Beweglichkeiten der freien Ladungsträger für Probe 3 sind in Abbildung 2.12 aufgetragen. Bei dieser Probe liegen sie zwischen 8 und $15 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und liegen somit bei vergleichbarer Löcherkonzentration etwas höher als bei der Probe 2. Dies ist auf die reduzierte Defektdichte dieser Probe zurückzuführen, da Ladungsträger auch an Defekten und Korngrenzen im Halbleiterkristall gestreut werden. Die deutlich erhöhte Beweglichkeit von über $30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für einen Annealschritt bei 600 °C für 5 min ist ein Messartefakt, da für derart niedrige Leitfähigkeit ($\sigma_{HL} = 0.05 (\Omega\text{cm})^{-1}$) bei dem verwendeten Hall-Messplatz eine Trennung in Ladungsträgerkonzentration und -beweglichkeit kaum möglich ist.

Bei allen bisherigen Untersuchungen hat sich ein Aktivierungsschritt bei 800 °C für 5 min als ausreichend zum Erreichen von p-Leitung herausgestellt. Da bei der Herstellung einer LED versucht wird, die thermische Belastung während der Prozessierung gering zu halten, wird dieser Prozess für die weiteren Versuche herangezogen.

2.4.2 Zweischnitt-Aktivierung

Im Unterschied zu den bisherigen Experimenten, bei denen die p-Dotierung in einem einzelnen Temperaturschritt aktiviert wurde, werden im Folgenden Zweischnitt-RTA-Prozesse untersucht. Die Idee hierbei ist die Aufteilung des Aktivierungsprozesses in die Dissoziati-

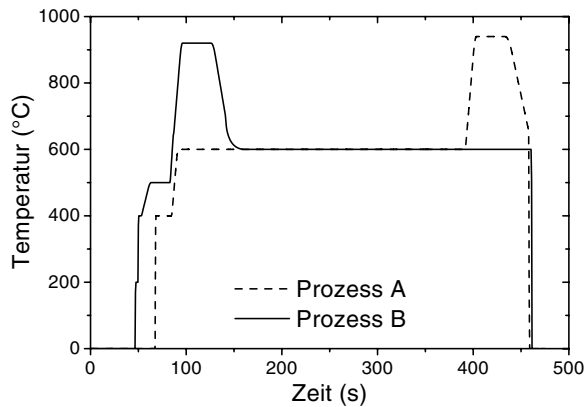


Abbildung 2.13: Temperaturprofil im RTA bei Zweischritt-Annealing Experimenten. Dargestellt sind die Temperaturverläufe für eine Maximaltemperatur von 940 °C.

on des Wasserstoffs vom Magnesium und sein Entfernen aus dem p-Gebiet des Halbleiters. Wie in Abbildung 2.4 verdeutlicht, ist für den ersten Prozess eine deutlich geringere Energie notwendig als für den zweiten Schritt. Bei dem in Abbildung 2.13 dargestellten Prozess A soll die Mg-H Bindung während des Niedertemperaturschrittes (400 bis 700 °C/5 min) aufgebrochen und der Wasserstoff beim nachfolgenden Hochtemperaturschritt (850 bis 1030 °C/30 s) aus dem Kristall entfernt werden [55]. Beim Übergang vom ersten auf den zweiten Schritt werden dabei Temperaturrampen von 50 K/s verwendet. Prozess B vertauscht die Abfolge dieser Schritte, um die prinzipielle Idee der Zweischritt-Aktivierung zu überprüfen.

Variiert man die Temperatur des Niedertemperaturschrittes von 400 bis 700 °C in 50 °C-Schritten und belässt die Temperatur des nachfolgenden Schrittes bei 950 °C, dem Optimum der Untersuchungen von Ahn et al. [55], so ergibt sich die maximale Leitfähigkeit bei einer Temperatur von 600 °C. Für alle nachfolgenden Experimente wird diese Temperatur für das Aufbrechen des Akzeptor-Komplexes verwendet.

Abbildung 2.14 zeigt die Leitfähigkeit der Probe 4 in Abhängigkeit des Hochtemperaturschrittes von Prozess A. Diese Probe ist identisch zu Probe 3, allerdings wurde die Schichtdicke auf 300 nm verringert. Die höchste Leitfähigkeit von $1.13 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$ wurde für eine Temperatur von 1030 °C erzielt. Dies entspricht einer Ladungsträgerkonzentration von $1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einer Beweglichkeit von $5.8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Abb. 2.16). Für einen Einzelschritt-Aktivierungsprozess bei 800 °C für 10 min wurde an derselben Probe eine Leitfähigkeit von $0.81 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$ ($p = 9.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) gemessen. Ein Vergleich dieser Zahlen deutet auf eine nicht vollständige Aktivierung der p-Dotierung bei einem Einstufenprozess hin. Auffällig bei diesen Ergebnissen ist der Einbruch der Leitfähigkeit für eine Temperatur von 940 °C, der sich vor allem in der Ladungsträgerkonzentration (Abb. 2.16) widerspiegelt. Um nachzuweisen, dass dieser Einbruch nicht auf das verwendete Probenstück zurückzuführen ist, wurde dieser Temperaturbereich noch einmal untersucht. Die in Abbildung 2.14 gezeigten Ergebnisse dieser Wiederholung zeigen ein identisches Verhalten. Bis zum Ende dieser Ar-

2 Aktivieren der p-Dotierung

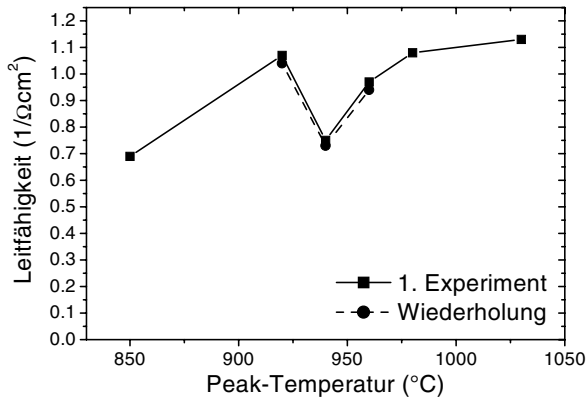


Abbildung 2.14: Gemessene Leitfähigkeit der Probe 4 nach einer Zweischnitt-Aktivierung mit Prozess A. Der erste Schritt wurde bei 600 $^{\circ}\text{C}$ (5 min) durchgeführt, der zweite Schritt hatte eine Länge von 30 s.

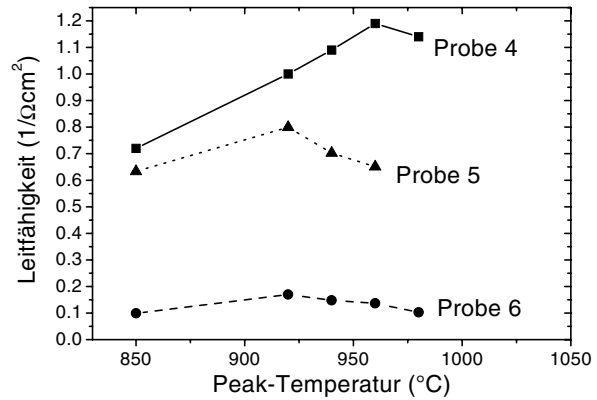


Abbildung 2.15: Leitfähigkeit der untersuchten Proben nach Zweischnitt-Aktivierung. Im Unterschied zu Abb. 2.14 war bei diesen Experimenten der Hochtemperaturschritt am Anfang des RTA-Prozesses (Prozess B), die Temperatur des nachfolgenden Schritts betrug 600 $^{\circ}\text{C}$.

beit konnte dieses Verhalten weder über weitere Untersuchungen wie beispielsweise SIMS noch über physikalische Modelle erklärt werden.

Zum direkten Vergleich wurde die Probe 4 auch mit Prozess B aktiviert. In Abbildung 2.15 ist die Leitfähigkeit über der Temperatur dargestellt. Die höchste Leitfähigkeit liegt mit $1.19 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$ ($p = 9.95 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_p = 7.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, Abb. 2.16) leicht oberhalb des Bestwertes von Prozess A. Darüber hinaus wurde dieses Ergebnis bei einer Höchsttemperatur von 960 $^{\circ}\text{C}$ im Gegensatz zu 1030 $^{\circ}\text{C}$ erzielt. Um zu prüfen, ob man diese Aktivierung auch ohne den 600 $^{\circ}\text{C}$ -Schritt erreichen kann, wurde nur der Hochtemperaturschritt zur Aktivierung verwendet. Keines der so aktivierten Probenstücke zeigt p-Leitung. Dies deutet

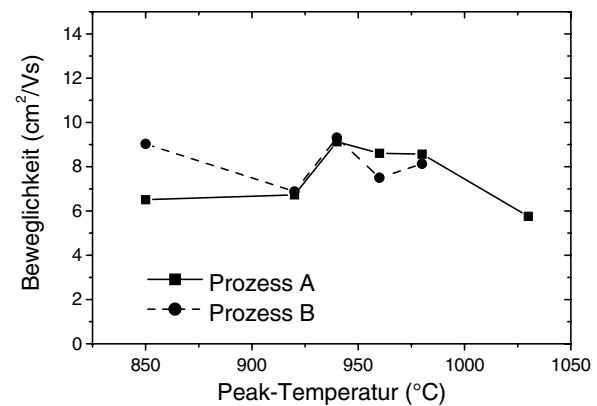
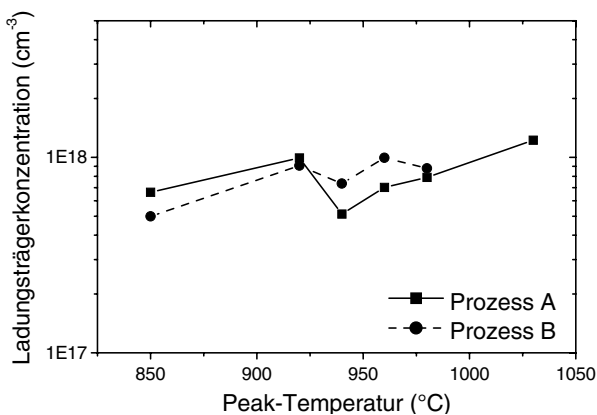


Abbildung 2.16: Löcherkonzentration (links) und Ladungsträgerbeweglichkeit (rechts) von Probe 4 nach Annealing. Verglichen werden jeweils die Ergebnisse für Prozess A und B.

darauf hin, dass eine Annealdauer von 30 s nicht ausreicht, um den Mg-Akzeptor zu aktivieren. Eine Wiederholung der Experimente an zwei Proben (5 und 6) mit niedrigerem Magnesiumgehalt zeigt ein ähnliches Verhalten wie Probe 4 (Abb. 2.15). Die Verschiebung der Temperatur, bei der für die jeweilige Probe ein optimales Ergebnis erreicht wird, kann über die Variation der Defektdichten erklärt werden [53].

Anhand der Ergebnisse konnte die ursprüngliche Hypothese zum Zweischnitt-Prozess nicht bestätigt werden. Im Vergleich zur Einzelschnitt-Aktivierung kann jedoch die thermische Belastung, die als Produkt aus Anneal-Temperatur und Temperdauer definiert ist [56], durch einen Zweischnitt-Aktivierungsschritt verringert werden. Dies wirkt sich, wie man im Verlauf dieser Arbeit sehen wird, vorteilhaft für das elektrische Verhalten von Leuchtdioden aus, da die Bildung von Defekten und die damit verbundenen Leckströme vermindert werden.

Da diese Versuche bei Steag RTP Systems GmbH durchgeführt wurden, und im Laufe dieser Arbeit nicht immer Zugriff auf die dortigen RTA-Systeme bestand, wurde für alle folgenden Experimente auf Einzelschnitt-Aktivierung zurückgegriffen.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

Das für das Wachstum der GaN-Schichten verwendete Substrat - Saphir - macht aufgrund seiner isolierenden Eigenschaft eine Strukturierung der Probe notwendig, um p- und n-Kontakte der Leuchtdiode auf der Oberseite platzieren zu können. Aufgrund der chemischen Inertheit von III-N-Halbleitern kann dieser Schritt nicht mit nasschemischen Verfahren durchgeführt werden, sondern es muss auf trockenchemische Ätzverfahren zurückgegriffen werden. In der Abteilung Optoelektronik steht hierzu ein Ionenstrahlätzsystem zur Verfügung. In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise dieses Systems beschrieben und anschließend werden die erzielten Ergebnisse dargestellt.

3.1 Ionenstrahlätzverfahren

Im Laufe der letzten 15 Jahre wurden viele physikalische Ätzverfahren auf ihre Tauglichkeit für Gruppe-III Nitride untersucht. Zu den wichtigsten gehören Ionenstrahlätzverfahren [57, 58, 59] und das Ätzen mit reaktiven Ionen (reactive ion etching, RIE) [60, 61, 62], sowie Modifikationen dieser Verfahren. In den folgenden Abschnitten werden nur diejenigen Ionenstrahlätzverfahren beschrieben, die mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Anlage möglich sind. Eine detaillierte Beschreibung von Plasmaprozessen findet sich in [63].

3.1.1 Ionenstrahlätzen

Unter dem Begriff Ionenstrahlätzen (ion beam etching, IBE) sind eine Vielzahl von unterschiedlichen Verfahren zusammengefasst. Zu diesen gehören neben dem rein physikalischen Sputterätzen (ion milling) das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzverfahren (chemically-assisted ion-beam etching, CAIBE) und das reaktive Ionenstrahlätzen (reactive ion-beam etching, RIBE). Im Rahmen dieser Arbeit soll unter diesem Begriff nur das Ätzen mit

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

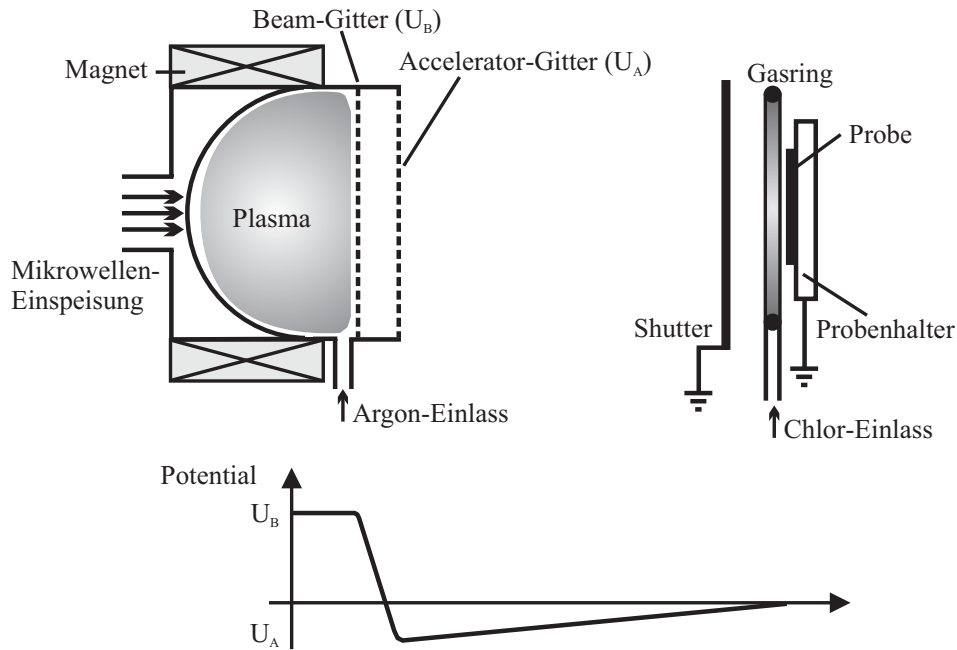


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer ECR-Quelle für CAIBE und zugehöriger Potentialverlauf bei Ionenextraktion mittels Zweigittersystem.

inerten Ionen (hier: Argon) verstanden werden. Diese werden in einer Plasmaquelle erzeugt und mit Hilfe eines Lochgittersystems aus dem Plasma extrahiert und in Richtung des Substrates beschleunigt. Als Plasmaquelle dient eine so genannte Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (electron cyclotron resonance, ECR, Abb. 3.1). Dabei wird die mit einem Magnetron erzeugte Mikrowelle in den Plasmaraum eingekoppelt. Dieser Quarzdom ist von einem Elektromagneten umgeben, der das zur Plasmaerzeugung benötigte Magnetfeld liefert.

Zur Extraktion der positiv geladenen Argon-Ionen (Ar^+) dient ein Zweigittersystem, bestehend aus dem Extraktions- und dem Beschleunigungsgitter. Das plasmaseitige Extraktionsgitter, auch Beam-Gitter genannt, wird auf ein positives Potential U_B (typisch: 100 V – 800 V) gelegt, das Beschleunigungs- oder auch Accelerator-Gitter auf negatives (U_A , ca. $1/10 U_B$). Bedingt durch diesen Potentialabfall werden die Argon-Ionen dem Plasma entzogen und auf eine kinetische Energie von $e \cdot (|U_B| + |U_A|)$ beschleunigt. Auf dem Weg zum geerdeten Substrat werden sie wieder um $e \cdot |U_A|$ abgebremst, so dass die Energie der auf das Substrat treffenden Ionen $e \cdot |U_B|$ beträgt. Die Extraktionsspannung U_B bestimmt somit die Ionenenergie und hat wesentlichen Einfluss auf die physikalische Ätzkomponente.

Die hochenergetischen Ionen treffen auf das Halbleitermaterial und schlagen unter Energieverlust Atome aus dem Kristall. Aufgrund dieses rein physikalischen Ätzangriffs sind

die erzielten Abtragsraten sehr gering und es besteht nahezu keine Selektivität zwischen der Maske und Galliumnitrid. Ein weiterer Nachteil dieses Verfahrens liegt in der Generation von Kristalldefekten im oberflächennahen Bereich, der bei allen genannten Verfahren durch das Bombardement des Halbleiters mit Ionen hervorgerufen wird (siehe auch Anhang B) [64].

3.1.2 Ionenstrahlätzen mit reaktiven Ionen

Das als reactive ion beam etching (RIBE) bekannte Verfahren ist ähnlich dem IBE-Prozess mit dem einzigen Unterschied der Gaszusammensetzung im Plasma. Während beim IBE-Verfahren nur Ar^+ -Ionen erzeugt werden, wird für den RIBE-Prozess zusätzlich ein reaktives Gas (hier Chlor) ins Plasma geleitet. Auf diese Weise enthält der Ionenstrahl einen gewissen Anteil reaktiver Ionen, die dem Ätzprozess eine chemische Komponente beisteuern. Diese erhöht zum einen die Ätzrate, zum anderen erreicht man laterales Ätzen des Halbleiters, wodurch die Winkel der Mesafanken eingestellt werden können. Bei chemisch inerten Materialien wie Galliumnitrid führt es nicht unbedingt zu einem chemischen Abtrag des Halbleiters, vielmehr bilden die Chlor-Ionen zusammen mit den ausgeschlagenen Atomen flüchtige Verbindungen, die über das Pumpensystem abgesaugt werden können.

3.1.3 Chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen

Das CAIBE-Verfahren, das erst 1981 entwickelt wurde [65], kombiniert physikalisches Ionenstrahlätzen mit reaktivem Ionenätzen. Es wird heute hauptsächlich zur Herstellung optoelektronischer Bauelemente wie Laserdioden verschiedenster Materialien verwendet [66, 67].

Die inerten Ionen werden hier wie beim IBE-Verfahren erzeugt und beschleunigt. Die chemische Komponente - Chlor-Gas - wird über einen Gasring direkt auf die Probe geleitet. Dort adsorbiert es an der Halbleiteroberfläche und reagiert mit dem zu ätzenden Material. Diese Reaktion kann spontan oder aktiviert durch die einfallenden Ionen ablaufen. Die gebildeten Reaktionsprodukte (GaCl_x) können dann thermisch von der Oberfläche desorbieren¹ und werden über ein Vakuumsystem abgesaugt

3.2 Aufbau der Anlage

Das verwendete Ätzsystem (RIB-ETCH 160 CR LL der Firma TePla) ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt. Der Ultrahochvakuum-taugliche Edelstahlreaktor ist

¹Die Verdampfungstemperatur von GaCl_3 z.B. beträgt ca. 10°C bei einem Druck von 10^{-3} mbar

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

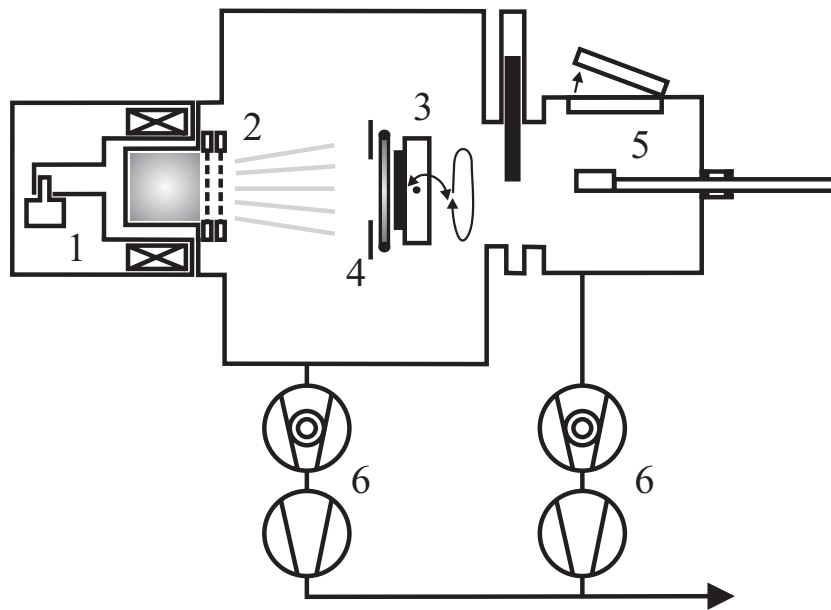


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau einer CAIBE-Ätzanlage: ECR-Quelle (1), Gittersystem (2), Substratteller (3) mit Gasring und Blende (4), Beladeschleuse (5) und Pumpensystem (6).

mit einer Beladeschleuse (load lock) versehen, die ein permanentes Vakuum ($<10^{-3}$ mbar) im Rezipienten ermöglicht. Die Kammer und die Schleuse werden über Turbomolekularpumpen evakuiert, wobei Drehschieberpumpen als Vorpumpen dienen. Da die Pumpen ohne Regeleinheit an die Kammer angeschlossen sind, wird der Prozessdruck durch die Flussrate der Gase bestimmt. Diese werden über Massenflussregler (mass flow controller, MFC) geregelt, wobei Argon zwischen 0 und 20 sccm und Cl_2 zwischen 0 und 10 sccm eingestellt werden kann. Der Druck während des Prozesses liegt im Bereich 10^{-4} mbar. Als Ionenquelle dient eine ECR-Quelle mit 2.45 GHz und einem Strahldurchmesser von 65 mm. Der Strahlstrom wird über die eingestellte Mikrowellenleistung eingestellt. Die Proben werden über ein Magnettransfersystem in die Kammer eingebracht und auf dem Substrattisch gehalten. Zum Einstellen des Einfallswinkels der Ionen kann der Tisch um $\pm 25^\circ$ gegen die Ionenstrahlnormale verkippt werden. Die Substrattemperatur ist von -20 bis 125°C einstellbar. Während des Ätzvorgangs rotiert die Probe im Ionenstrahl, um einen homogenen Abtrag über die gesamte Probe zu gewährleisten und Abschattungseffekte durch beispielsweise die Lackmaske zu verringern. Dem Gasring vorgelagert ist eine Lochblende. Sie soll den Gasring vor Ionenbombardement schützen und Randeffekte des Ionenstrahls bereits vor dem Substratteller und somit der Probe abfangen.

3.3 Versuchsdurchführung

Bevor auf die experimentellen Ergebnisse eingegangen wird, soll in diesem Abschnitt die Versuchsdurchführung beschrieben werden.

Proben Bei den für Strukturierungsversuche verwendeten Proben handelt es sich um ca. $2.5\ \mu\text{m}$ dicke, nominell undotierte GaN-Schichten, die mittels MOVPE auf Saphir gewachsen wurden. Als Maske wird dieselbe Maske verwendet, die auch bei der Herstellung von Leuchtdioden verwendet wird. Vor dem Strukturieren werden die Proben in Stücke gebrochen.

Maske Die für Leuchtdioden geforderten Mesaflanken müssen im Gegensatz zu Laserfacetten nicht senkrecht sein. Mit den in Anhang A gegebenen Lithographieparametern für den Lack AZ4533 erzielt man eine ausreichende Ätzmaske ohne nachträgliches Aushärten des Lacks.

Ätzung Die ca. $1 \times 1\ \text{cm}^2$ großen, belackten Proben werden mit Silikongummi auf dem Substratteller fixiert, wodurch eine gute Wärmeankopplung gewährleistet ist. Die wichtigsten Parameter bei Ionenstrahlprozessen sind:

- Substrattemperatur T_S
- Massenfluss des reaktiven Gases
- Neigungswinkel α_S des Substrates zum Ionenstrahl ²
- Beamspannung U_B , die die Ionenenergie definiert
- Ionenstrom I_B , gemessen am Beamgitter

Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht der untersuchten Ätzparameter für die drei Verfahren

²Standard sind 90° (senkrechter Einfall des Ionenstrahls auf das Substrat), größere Winkel bedeuten ein Kippen der Probe nach unten wie in Abbildung 3.2 gezeigt.

Tabelle 3.1: Variation der Ätzparameter für die einzelnen Verfahren.

	IBE	RIBE	CAIBE
Gaszusammenstellung		X	X
T_S	X	X	X
α_S	X	X	X
U_B	X	X	X
I_B			X

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

IBE, RIBE und CAIBE. Eine genaue Beschreibung findet sich in den nachfolgenden Abschnitten. Die Dauer des Ätzprozesses beträgt für alle Proben 30 Minuten.

Charakterisierung Nach dem Entfernen der Lackmaske (Anhang A) werden die Proben im Hinblick auf Ätzrate, Neigung der Flanken und Rauheit der geätzten Flächen untersucht. Zum Bestimmen der Ätztiefe wird ein Oberflächenprofilometer (Tencor alpha-step 250) eingesetzt, die angegebenen Fehlerbalken zeigen die Varianz des Abtrags über die einzelnen Proben. Mit Hilfe des Rasterelektronenmikroskop Leo 982 (scanning electron microscope, SEM) werden die geätzten Mesen auf Winkel und Ätzgraben untersucht. Ätz- oder auch Sputtergräben entstehen, wenn eintreffende Ionen an den Strukturflanken abgelenkt werden und stattdessen am Fuß der Mesa zu einem erhöhten Ionenbeschuss führen [68]. Aufgrund dessen wird an dieser Stelle ein höherer Materialabtrag erzielt. Mit dem Rasterkraftmikroskop Digital Instruments Dimension 3100 (atomic force microscope, AFM) wird die Oberfläche des geätzten Galliumnitrids charakterisiert. Diese ist in Verbindung mit den entstandenen Ätzschäden im Bereich der Halbleiteroberfläche entscheidend für das Verhalten der n-Kontakte und somit der Leuchtdioden.

3.4 Ergebnisse der Trockenätzversuche

In diesem Abschnitt werden die erzielten Ergebnisse der Ätzversuche aufgegliedert nach dem jeweiligen Verfahren diskutiert und anschließend verglichen.

3.4.1 Ion-Beam Etching

Für die Experimente ohne reaktive Komponente wurde ein konstanter Massenzufluss ins Plasma von 6 sccm Argon ³ und ein Ionenstrom $I_B = 15 \text{ mA}$ gewählt. Für diesen Strom ergab sich die höchste Abtragsrate bei den CAIBE-Versuchen (siehe Abschnitt 3.4.3). Zunächst wird der Einfluss von Temperatur und Neigungswinkel dargestellt, dann folgen die Experimente mit unterschiedlicher Beschleunigungsspannung.

3.4.1.1 Substrattemperatur und -winkel

Die Abtragsrate von Galliumnitrid zeigt eine geringe Abhängigkeit für den untersuchten Temperaturbereich von -20°C bis 100°C (Abb. 3.3). Dies ist typisch für rein physikalische Ätzprozesse, unabhängig vom verwendeten Materialsystem [69]. Da, wie sich bei den

³sccm: standard centimeter cube per minute, Standardkubikzentimeter pro Minute. Entspricht einem Fluss von 1 cm^3 Gas bei 0°C und einem Druck von 1013 mbar.

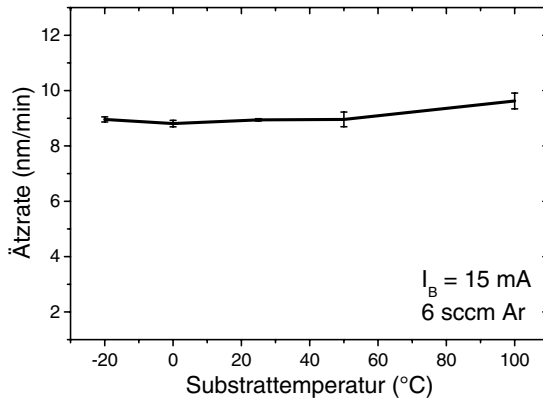


Abbildung 3.3: Temperaturabhängige Ätzrate beim IBE-Verfahren. Die Ionenenergie betrug 400 eV bei senkrechtem Ioneneinfall.

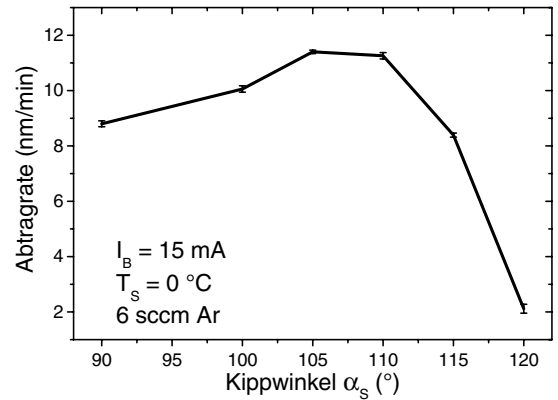


Abbildung 3.4: Abtragsrate für unterschiedliche Winkel α_s bei einer Ionenenergie von 400 eV.

beiden anderen untersuchten Verfahren gezeigt hat, der Lack ab einer Temperatur von 50 °C innerhalb der 30-minütigen Ätzzeit zu fließen beginnt, wurde für die nachfolgenden Versuche eine Substrattemperatur von 0 °C festgelegt.

Betrachtet man die Abtragsrate für unterschiedliche Einfallswinkel des Ionenstrahls zur Halbleiteroberfläche (Abb. 3.4), so erkennt man zunächst einen leichten Anstieg, für eine Verkippung um 25° und mehr gegen die Probennormale kommt es jedoch zu einem signifikanten Einbruch in der Ätzrate. Während der Anstieg über den höheren Sputterkoeffizienten⁴ erklärt werden kann, wie die zugehörige SRIM-Simulation in Anhang B zeigt, kann der Rückgang nicht über den physikalischen Ätzvorgang erklärt werden. Grund ist der Aufbau der Anlage: die dem Gasring vorgelagerte Blende mit einem Lochdurchmesser von 65 mm schattet beim Kippen des Substrattellers Teile des Ionenstrahls ab. Somit wird nicht mehr die gesamte Probe gesputtert, sondern nur noch ein gewisser Prozentsatz. Durch das Rotieren der Probe während des Prozesses findet jedoch eine Strukturierung der gesamte Probe statt, allerdings mit der gezeigten verminderten Abtragsrate. Aufgrund der höchsten Ätzrate für diesen Neigungswinkel wurde für die nachfolgenden IBE-Versuche ein Kippwinkel $\alpha_s = 105^\circ$ festgelegt.

3.4.1.2 Beschleunigungsspannung

Bei den Untersuchungen zur Abhängigkeit der Ätzrate von der Beschleunigungsspannung zeigt sich nicht der erwartete lineare Anstieg mit zunehmender Spannung [63], vielmehr ist eine zweigeteilte Kurve mit unterschiedlichen Steigungen zu beobachten (Abb. 3.5). Erklären lässt sich dies nur in Verbindung mit den spannungsabhängigen Strahlstrom-

⁴Der Sputterkoeffizient ist definiert als aus dem Kristall ausgeschlagene Atome pro eintreffendes Sputterion.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

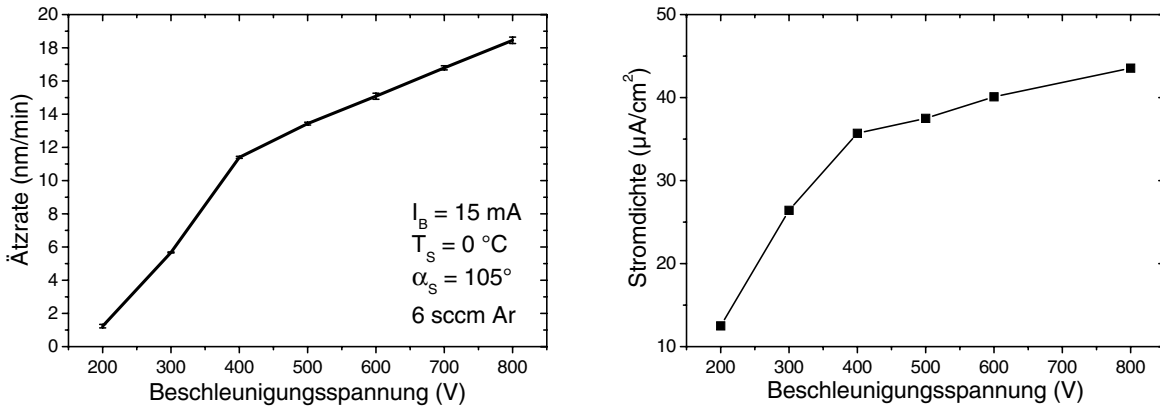


Abbildung 3.5: Ätzrate in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

Abbildung 3.6: Strahlstromdichte auf der Probe für unterschiedliche U_B , wobei $I_B = 15 \text{ mA}$ konstant gehalten wurde.

dichten (Abb. 3.6), die mit Hilfe einer Faraday-Messsonde direkt oberhalb der Probe gemessen werden. Der Ionenstrom kann anlagenbedingt während des Prozesses nicht direkt bestimmt werden, sondern muss immer separat gemessen werden. Man erkennt auch hier einen deutlichen Anstieg des Strahlstroms bis zu einer Spannung $U_B = 400 \text{ V}$, zu höheren Spannungen hin flacht diese Zunahme deutlich ab. Der Unterschied zwischen dem einstellbaren Beam-Strom I_B , der bei allen Prozessen bei 15 mA lag und während des Prozesses am Beam-Gitter gemessen wurde, und dem tatsächlich an der Probe ankommenden Ionenfluss wird hier besonders deutlich. Da auch kein Zusammenhang zwischen eingestelltem U_B und Strahlstrom ersichtlich ist (Abb. 3.6), wird für die weiteren Experimente immer der am Beam-Gitter abfallende Strom $I_B = 15 \text{ mA}$ verwendet, unabhängig von der eingestellten Beschleunigungsspannung.

Wichtig für nachfolgende Prozessschritte wie beispielsweise Metallisierungen ist die Oberflächenbeschaffenheit des Halbleiters nach dem Ätzen. Abbildung 3.7 zeigt AFM-Aufnahmen von unbehandeltem Galliumnitrid sowie geätzten Oberflächen für Beschleunigungsspannungen von 200 bis 800 V. Auf der unbehandelten Oberfläche kann man deutlich die Terrassenstruktur erkennen, die typisch für GaN ist [71]. Mit zunehmender kinetischer Energie der Ionen verwischt diese Struktur bei gleichzeitiger Zunahme der Oberflächenrauheit. Der Mittelwert der Rauheit (root mean square, rms) steigt von 0.4 nm für nicht geätztes GaN auf ca. 1.5 nm für eine Beschleunigungsspannung von 800 V an. Darüber hinaus nimmt auch die Tiefe der Kristallschädigung zu, wie man den Simulationsrechnungen in Anhang B entnehmen kann. Die mit zunehmender Ionenenergie deutlicher hervortretenden Pits (dunkle Punkte in Abb. 3.7) wurden bereits in früheren Untersuchungen beobachtet [72, 59]. Es handelt sich um demaskierte Kristalldefekte, vornehmlich Nanopipes [70], an denen ein erhöhter Ätzangriff stattfindet. Eine Auswirkung dieser Demaskierung

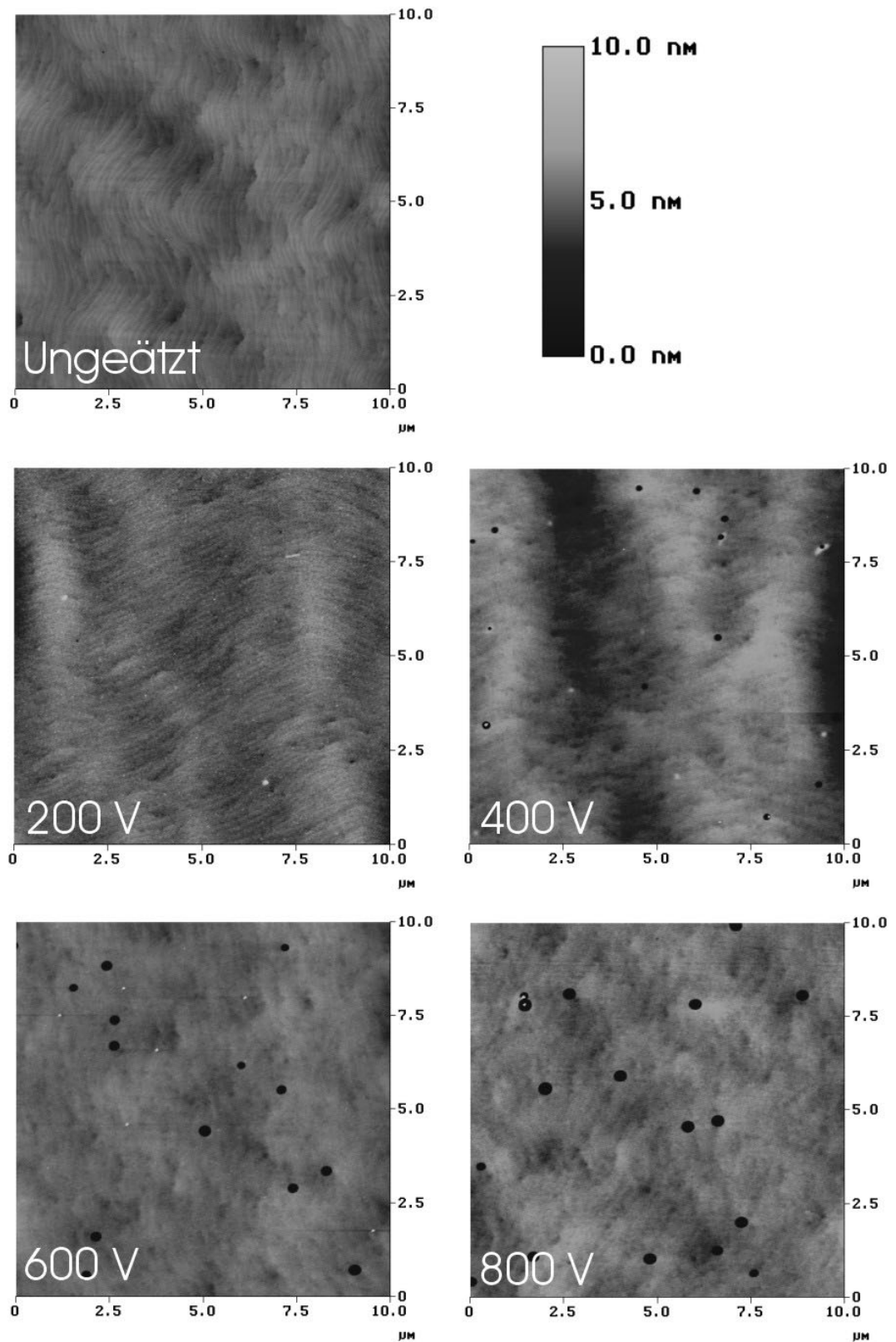


Abbildung 3.7: AFM-Aufnahmen geätzter GaN-Oberflächen für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen, die Ätztiefe ergibt sich aus 30 min Ätzzeit und den Abtragsraten aus Abbildung 3.5. Bei den dunklen Punkten handelt es sich um demaskierte Nanopipes [70].

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

auf die LED konnte auch im weiteren Verlauf der Arbeit nicht nachgewiesen werden, eine hohe Defektdichte hat jedoch sicher Auswirkungen auf die Lebensdauern der LEDs.

3.4.2 Reactive Ion-Beam Etching

In diesem Abschnitt wird zunächst ein optimiertes Verhältnis von Argon zu Chlor ermittelt, bevor der Einfluss von Neigungswinkel und Substrattemperatur untersucht wird. Wie auch im vorangegangenen IBE-Verfahren wird abschliessend die Abhängigkeit der Ätzrate von der Ionenenergie betrachtet,

3.4.2.1 Gaszusammensetzung

Aufgrund der bisherigen Erfahrungen mit dieser Anlage wurde für diese Versuchsreihe ein Massenfluss ins Plasma von 6 sccm Gas als Summe von Argon- und Chlor-Fluss festgelegt. Variiert man den Chlor-Anteil bei konstanter Beschleunigungsspannung von 400 V ($I_B = 15$ mA), so zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Abtragerate und dem Cl_2 -Prozentsatz (Abb. 3.8), mit Ausnahme für den Prozess ohne Chlor-Gas. Dieses Verhalten, das unabhängig vom verwendeten Verfahren typisch für Materialien mit hoher Bindungsenergie ist [61], lässt sich darauf zurückführen, dass es einen chemischen Anteil

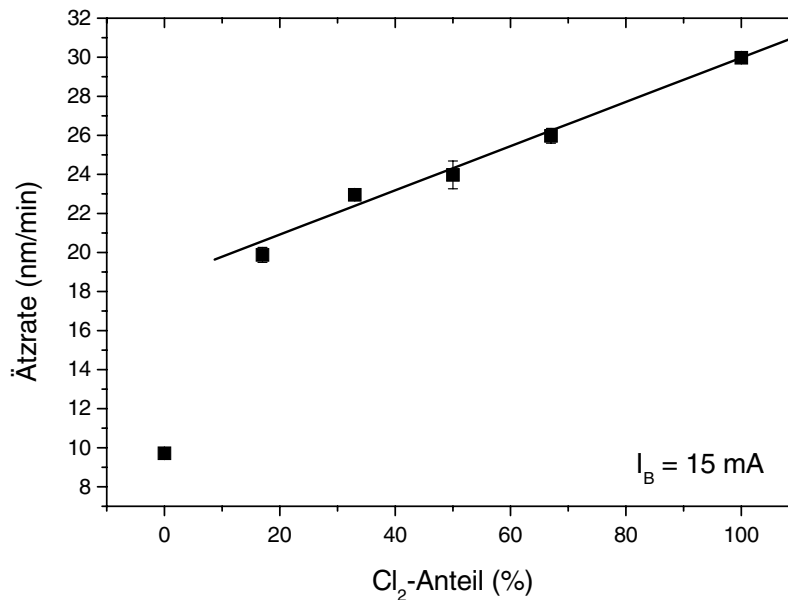


Abbildung 3.8: Einfluss des Chlor-Anteils im Plasma auf die Ätzrate. Die Energie der senkrecht einfallenden Ionen betrug 400 eV bei konstantem Gesamtgasfluss von 6 sccm und 0 °C Substrattemperatur.

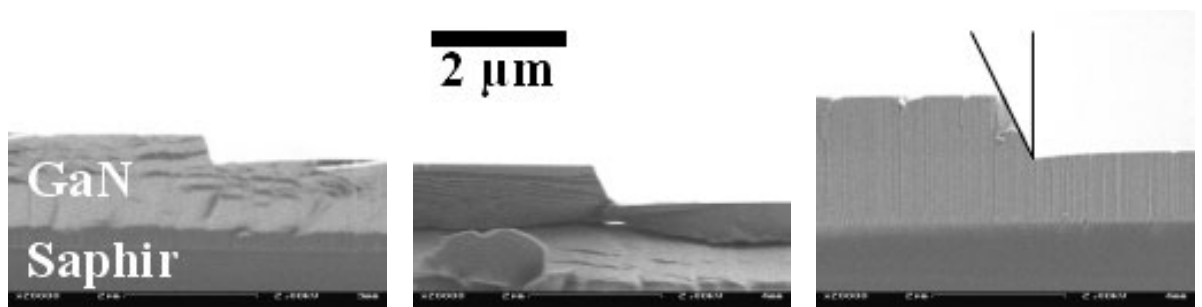


Abbildung 3.9: Flankenwinkel zu den in Abbildung 3.8 gezeigten Ätzraten für 0% (links), 50% (mitte) und 100% (rechts) Cl_2 im Plasma. Bei allen Proben ist der Ätzgraben sichtbar. Die geringe Änderung des Mesawinkels (eingezeichnet im rechten Bild) wird durch die Betrachtung im SEM hervorgerufen.

am Ätzprozess gibt. Dieser wiederum ist proportional zur Konzentration des angebotenen Chlors. Lee et al. [61] beobachtete allerdings eine Abnahme der Ätzrate für reines Chlorgas und begründete dies mit verringertem Ar^+ -Angebot und seiner Rolle beim Aufbrechen der Kristallbindungen und der Desorption der Ätzprodukte. Für die hier erzielten Ergebnisse bedeutet dies, dass auch bei 100% Cl_2 ein ausreichend hoher physikalischer Anteil vorhanden war, um Galliumnitrid ätzen zu können.

Unabhängig von der erzielten Ätzrate zeigte sich jedoch, dass bei mehr als 50% Chlor die Bedingungen für ein stabiles Plasma in dem verwendeten Anlagentyp nur schwer einstellbar waren. Dies und der nur geringe Einfluss des Chlorgehalts auf den erzielten Winkel der Mesakante (Abb. 3.9) waren ausschlaggebend, um für die weiteren Experimente ein Verhältnis zwischen Argon und Chlor von 1:1 (3 sccm Ar, 3 sccm Cl_2) zu wählen.

3.4.2.2 Winkel

Verändert man den Winkel der Probe zum Ionenstrahl bei ansonsten konstanten Parametern, so erkennt man einen geringen Anstieg der Ätzrate bis zu einem Winkel von 105° (Abb. 3.10). Dieses Resultat ist mit den von Lee et al. publizierten Ergebnissen [58] vergleichbar und lässt sich wie bei den vorher dargestellten Ergebnissen des Ionenstrahlätzens über den erhöhten Sputterkoeffizienten erklären. Für größere Winkel kommt wie bei den IBE-Prozessen (Kap. 3.4.1) die Abschattung durch die Blende zum Tragen und führt zu einer deutlichen Abnahme der Abtragsrate. Aufgrund der höchsten Ätzrate von 24.2 nm/min in dieser Versuchsreihe wurde $\alpha_S = 105^\circ$ für die nachfolgenden Untersuchungen gewählt.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

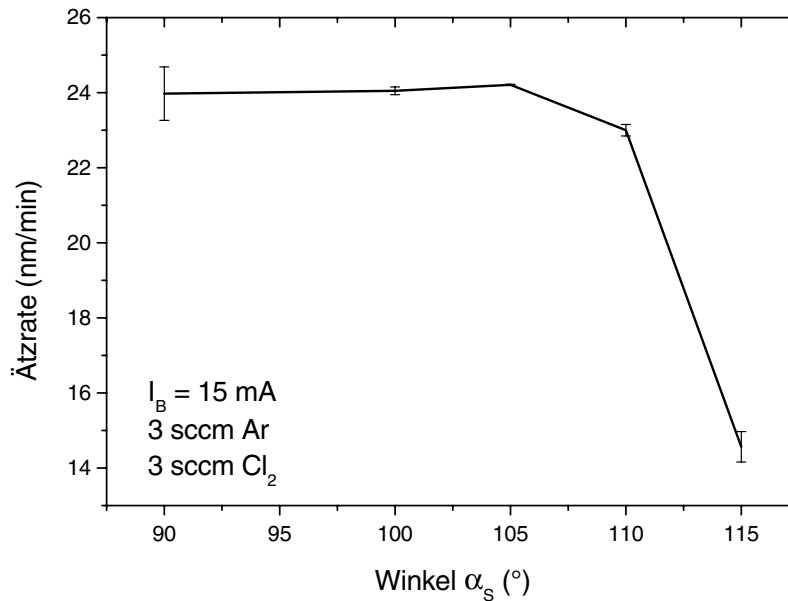


Abbildung 3.10: Ätzrate in Abhängigkeit des Winkels der Probe zum Ionenstrahl. Die Blende in der Ätzanlage reduziert die Ätzrate ab 110° durch eine teilweise Abschattung des Ionenstrahls.

3.4.2.3 Probertemperatur

Die gemessene Abtragrates in Abhängigkeit der eingestellten Temperatur zeigt ein vorerst unerwartetes Verhalten (Abb. 3.11). Zunächst steigt die Ätzrate, wenn T_S von -25 auf 0°C erhöht wird. Geht man davon aus, dass bei diesem Prozess die gebildeten Ätzprodukte (z.B. GaCl_x) von der Oberfläche des Halbleiters desorbieren müssen, so kann man diesen Anstieg dadurch erklären, dass sich bei Temperaturen unter 0°C ein Teil der Verbindungen nicht löst und somit den weiteren Abtrag von Galliumnitrid reduzieren. Verwendet man dieses Model jedoch auch für weiter ansteigende Temperaturen, so würde man mit einer steigenden Ätzrate rechnen. Diese nimmt jedoch mit zunehmender Temperatur wieder ab. Für Temperaturen oberhalb von 0°C führt ein anderer Effekt zur Verminderung der Ätzrate um bis zu 20% auf 18.8 nm/min für eine Temperatur von 100°C . Eine Erklärungsmöglichkeit wäre eine parasitäre Reaktion der reaktiven Teilchen mit einem Bauteil der Anlage, die zu einem verminderten Angebot an reaktiven Teilchen und somit zu einer Abnahme der Abtragrates führen würde. Der Bereich des Probenhalters, in dem diese Reaktion stattfinden müsste, besteht im wesentlichen aus zwei Materialien: Edelstahl für alle Bauteile der Anlage und Silizium, das in Form eines $4''$ -Substrates zum Schutz des eigentlichen Edelstahltellers auf diesen aufgeklebt ist und die GaN-Stücke somit großflächig umgibt. Vergleicht man die experimentellen Ergebnisse von Ätzversuchen dieser beiden Materialien mit chlorhaltigen Verbindungen [68], so sind parasitäre Reaktionen

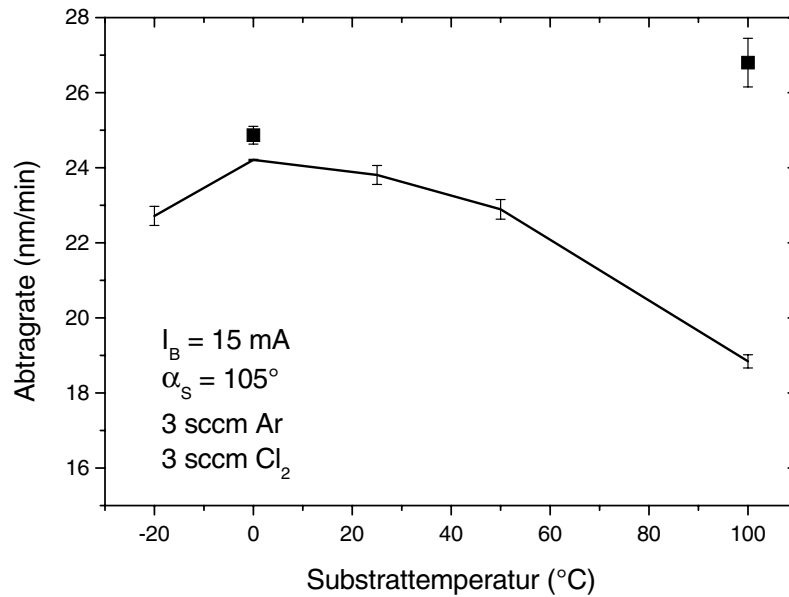


Abbildung 3.11: Ätzrate in Abhängigkeit der Proben­temperatur mit einem Siliziumteller. Der zweite Punkt bei 0 und 100 °C wurde mit einem Edeltstalteller erzielt, um parasitäre Reaktionen des Chlors mit dem Silizium-Teller zu vermeiden.

mit Silizium deutlich wahrscheinlicher. Deshalb wurde der Versuch bei 0 und 100 °C mit einem Edeltstalteller wiederholt. Die erreichten Ätzraten liegen über den Ergebnissen, die auf dem Silizium-Teller erzielt wurden. Vergleicht man die Abtragsraten für konstantes T_S , dann ist sie für 0 °C annähernd gleich, während bei 100 °C auf dem Edeltstalteller deutlich größere Raten erzielt werden. Dies legt den Schluss nahe, dass das reaktive Gas tatsächlich mit dem Silizium reagiert und somit nicht mehr ausreichend Chlor zum Ätzen von GaN zur Verfügung steht. Eine Kompensation dieses Effekts durch die Zugabe von mehr Chlor ist in dieser Anlage nicht möglich.

Da auch in Zukunft bevorzugt der Proben­teller mit der Silizium-Schutzschicht zum Einsatz kommt, wird aufgrund dieser Ergebnisse für die nun folgenden RIBE-Experimente eine Temperatur von 0 °C festgelegt, da hier die parasitären Effekte nicht oder nur geringfügig zum Tragen kommen.

3.4.2.4 Ionenenergie

Ausgehend von den bisher ermittelten Parametern für den RIBE-Prozess werden die Ionen nun mit variierenden Spannungen von 300 bis 800 V in Richtung des Halbleiters beschleunigt. Die gemessene Ätzrate zeigt über den gesamten Spannungsbereich einen linearen Anstieg (Abb. 3.12) und liegt zwischen 10 und 80 nm/min. Vergleicht man dieses Ergeb-

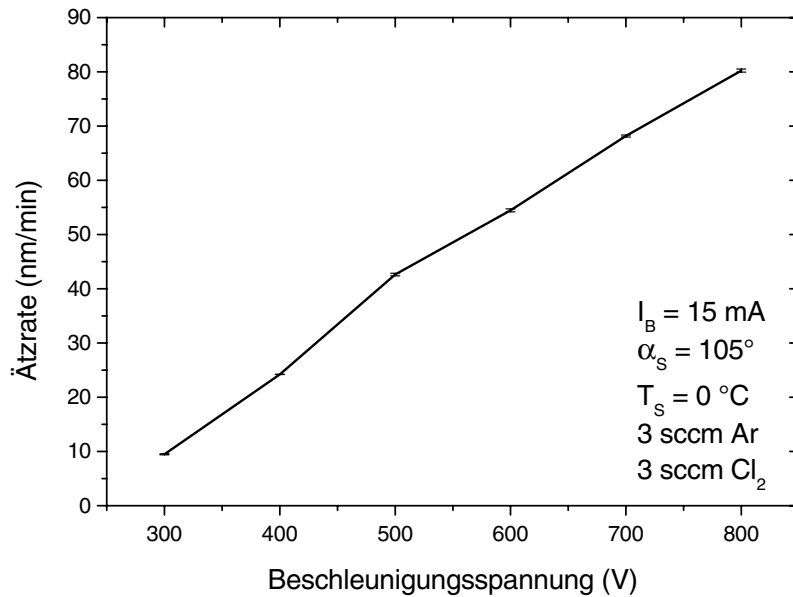


Abbildung 3.12: Einfluss der Beschleunigungsspannung auf die Ätzrate.

nis mit den entsprechenden IBE-Versuchen in Abbildung 3.5, so erkennt man neben der deutlich höheren Abtragarate, dass durch die Beigabe reaktiver Ionen der Nachteil des geringeren Strahlstroms für Beschleunigungsspannungen kleiner als 400 V ausgeglichen wird.

Ein deutlicher Unterschied lässt sich auch bei den geätzten Oberflächen erkennen. Während sich die Oberflächenrauheit bei den IBE-Versuchen nur geringfügig ändert (Abb. 3.7), kann bei den RIBE-Experimenten bereits ab einer Ionenenergie von 400 eV eine Verschlechterung der Oberflächenmorphologie beobachtet werden (Abb. 3.13), die mit steigender Beschleunigungsspannung weiter zunimmt. Hier zeigt sich ein deutlicher Nachteil der verwendeten Lackmaske: durch die Beigabe von Chlor in den Ionenstrahl kommt es zur Bildung von Polymeren an der Lackoberfläche, die das Entfernen des Lacks erschweren. Im Ultraschallbad wird diese Haut zunächst aufgebrochen, die entstehenden Partikel haften aber trotz der nachfolgenden Reinigungsschritte an der Oberfläche des Halbleiters (Abb. 3.13 unten rechts) und erschweren die weitere Prozessierung der Probe zur Leuchtdiode.

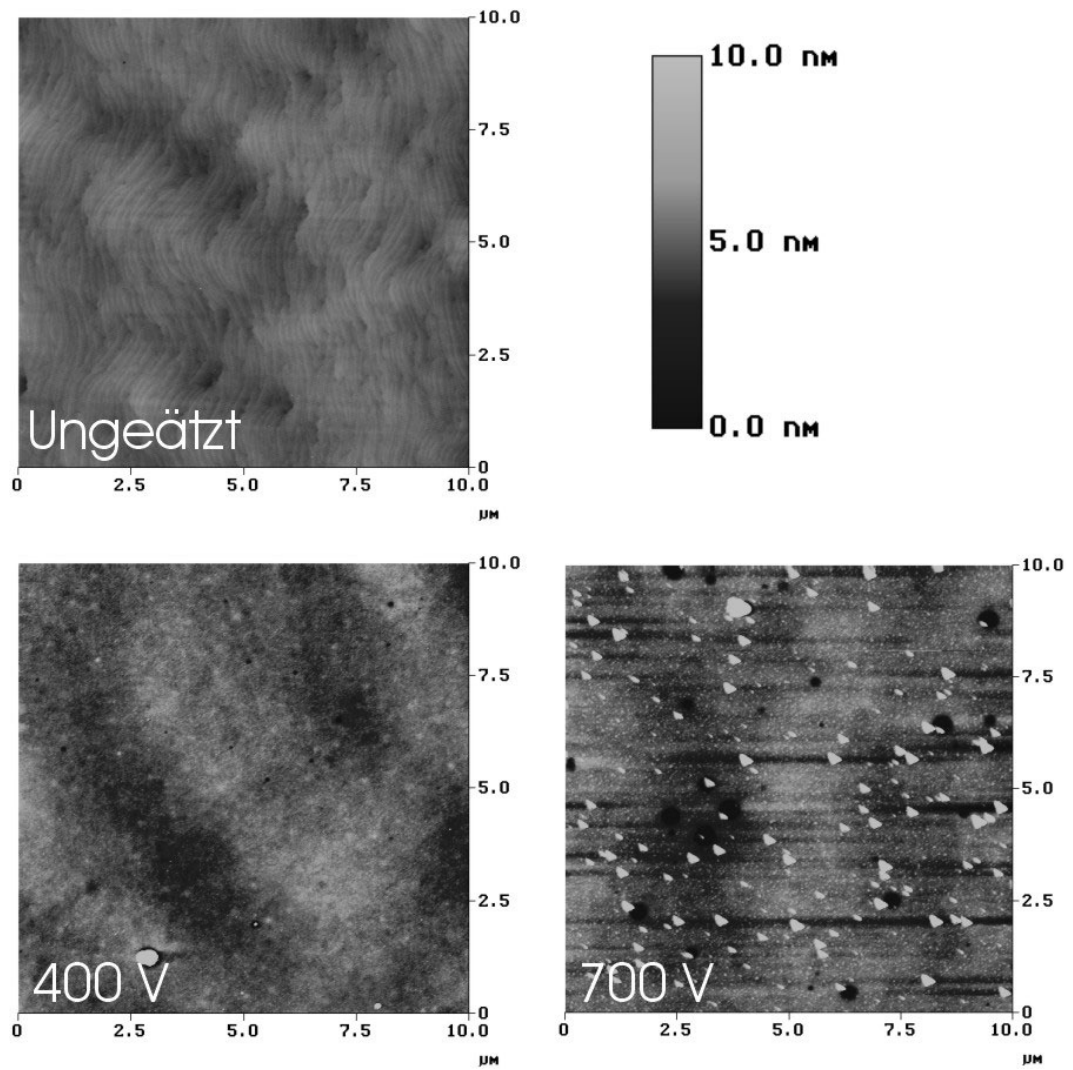


Abbildung 3.13: Geätzte Oberfläche für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen. Mit zunehmender Spannung verschlechtert sich die Oberflächenmorphologie, bei 700 V sind Rückstände des Lackes erkennbar. Dieser wird während des Ätzvorgangs polymerisiert und kann nicht mehr durch einen einfachen Reinigungsschritt entfernt werden.

3.4.3 Chemically-Assisted Ion-Beam Etching

Nach den Experimenten zum IBE- und RIBE-Verfahren sollen in diesem Abschnitt die geeigneten Parameter zum Ätzen von GaN mittels CAIBE ermittelt werden. Zunächst wird die Gaszusammensetzung in Verbindung mit der Substrattemperatur betrachtet, dann folgen die Parameter Neigungswinkel, Strahlstrom und Ionenenergie.

3.4.3.1 Gaskomposition und Substrattemperatur

In Abbildung 3.14 ist die Abhängigkeit der Ätzrate von der Temperatur und vom Massenfluss des Chlors dargestellt. Für diese Versuche wurde ein Ar-Fluss von 4 sccm gewählt und der Ionenstrahl senkrecht auf die Probe geleitet. Die Rate nimmt unabhängig vom Cl_2 -Fluss mit zunehmender Temperatur ab. Bei Prozessen, bei denen die chemische Komponente die Ätzrate limitiert, erwartet man mit steigender Temperatur eine erhöhte Rate [69]. Dass auch hier die chemische Komponente einen deutlichen Einfluss auf das Ergebnis hat, zeigt ein Vergleich der Abtragraten bei IBE- und CAIBE-Untersuchungen. Während die Ätzrate bei IBE im Bereich von 9 nm/min liegt, werden hier um einen Faktor 3 höhere Raten erzielt. Da bei allen Experimenten der physikalische Anteil am Prozess gleich bleibt, muss die Ursache für den Rückgang auf der chemischen Seite liegen. Die Tatsache, dass der verminderte Abtrag unabhängig von der zur Verfügung gestellten Chlormenge auf der

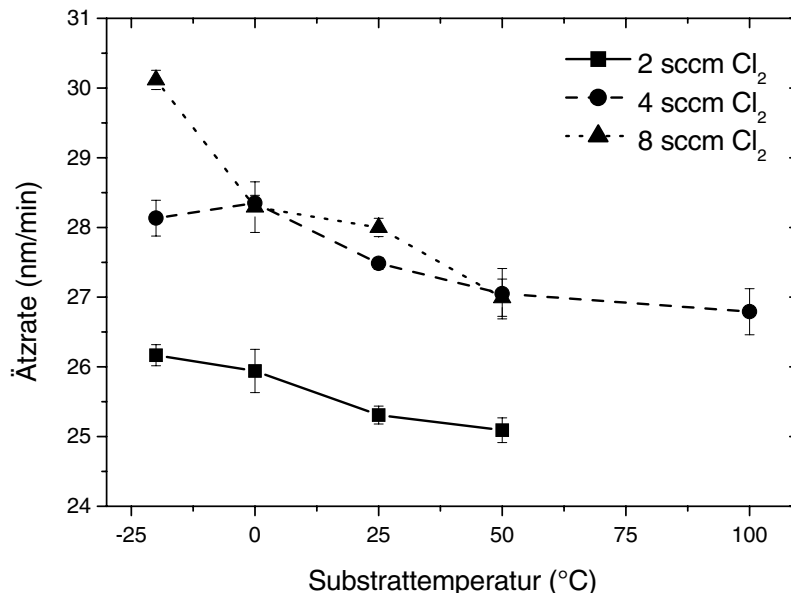


Abbildung 3.14: Ätzrate für variierende Cl_2 -Flüsse und Temperaturen bei senkrechtem Ioneneinfall. Die Ionenenergie betrug 400 eV bei 4 sccm Argon.

Hochtemperaturseite der Kurven in Abbildung 3.14 zu finden ist, legt den Schluss nahe, dass das Chlorangebot über parasitäre Reaktionen vermindert wird. Möglich ist auch hier die Reaktion von Cl_2 mit der Siliziumscheibe, die als Substratteller in der Anlage dient. Ein weiterer Aspekt bei den temperaturabhängigen Betrachtungen ist der Winkel der Mesa-Flanke nach dem Ätzen. Wie man in Abbildung 3.15 sehen kann, werden im Temperaturbereich zwischen -20 und 25°C Winkel um 15° erreicht, wobei bei allen Proben der Sputtergraben deutlich zu erkennen ist. Wählt man $T_S = 50^\circ\text{C}$ und höher, so beginnt der Lack während der 30 min Prozesszeit zu fließen und sorgt so für die Ausbildung einer langgezogenen, gerundeten Flanke (Abb. 3.15 rechts). Hier zeigt sich auch der Unterschied zwischen Substrattemperatur T_S und der Temperatur der Probe während des Ätzvorgangs: da der Lack bei 90°C ausgebacken wurde, ist er bis zu dieser Temperatur formstabil. Da T_S unterhalb dieser Temperatur liegt, bedeutet dies, dass sich die Probe während des Ätzens über die Fließtemperatur des Lackes erwärmt. Aufgrund dieser Ergebnisse wird für alle nachfolgenden CAIBE-Experimente eine Temperatur von 0°C festgelegt.

In Abbildung 3.14 fallen die Kurven für 4 und 8 sccm Cl_2 ab einer Substrattemperatur von 0°C zusammen. Betrachtet man die Abtragsrate in Abhängigkeit des Chlorangebots (Abb. 3.16), so zeigt sich, dass bereits durch die Zugabe von 1 sccm Chlor die Ätzrate im Vergleich zum reinen IBE-Prozess um den Faktor 2.5 ansteigt. Mit zunehmendem Cl_2 -Fluss sättigt die Ätzrate und erreicht bei 4 sccm einen Wert von ca. 28 nm/min. Bei Galliumnitrid lösen die eintreffenden Ionen zum einen die Atome aus dem Kristall, zum anderen liefern sie auch die nötige Energie, um aus Cl_2 und den entfernten Ga-Atomen flüchtige GaCl_x -Verbindungen zu bilden [57]. Bis zu einer Flussmenge von 4 sccm Chlor ist die Abtragsrate somit Angebots-limitiert, für höhere Cl_2 -Flüsse beschränkt die Reaktionskinetik die Ätzrate.

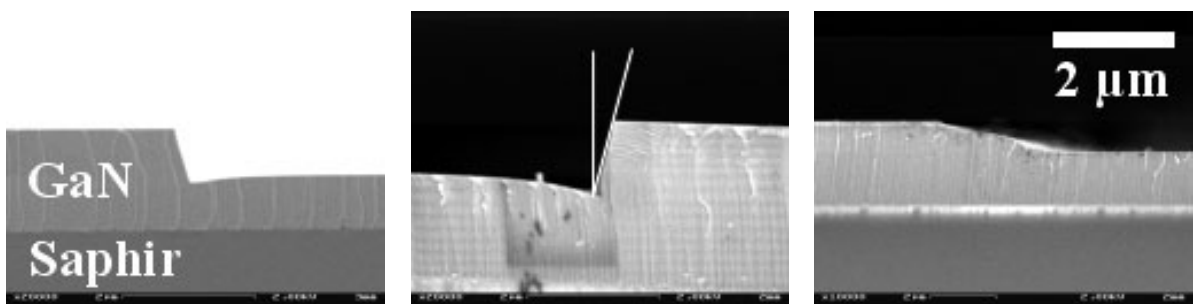


Abbildung 3.15: Flankenwinkel (eingezeichnet im mittleren Bild) der Mesa-Kante für -20°C (links), 25°C (mitte) und 50°C (rechts). Bei Temperaturen $\leq 25^\circ\text{C}$ ist ein Sputtergraben zu erkennen, bei höheren Temperaturen beginnt der Lack während des Ätzvorgangs zu fließen und es entsteht eine gerundete Flanke.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

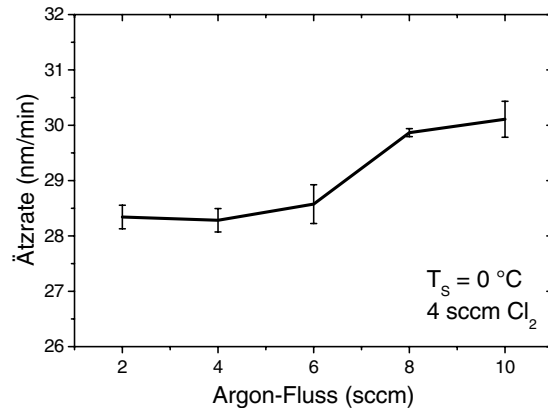
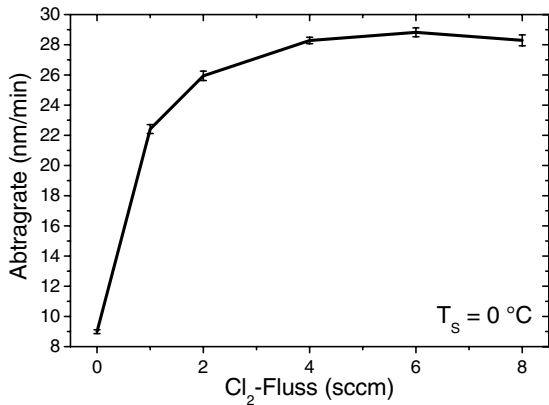


Abbildung 3.16: Abhängigkeit der Ättrate vom Cl₂-Fluss. Ab 4 sccm Cl₂ sättigt die Ättrate und wird durch die physikalische Komponente limitiert. **Abbildung 3.17:** Ättrate für unterschiedliche Ar-Flüsse bei 400 eV Ionenenergie und senkrechtem Ioneneinfall.

Neben einer ausreichenden Versorgung mit Chlor ist also auch ein stabiles Plasma notwendig, um ein gutes Ätzergebnis zu erzielen. Deshalb wurde die Ättrate für unterschiedliche Ar-Flüsse bestimmt (Abb. 3.17). Für Argon-Massenflüsse kleiner 6 sccm wurde eine nahezu konstante Abtrage rate von ca. 28 nm/min erreicht, für höhere Flüsse steigt die Rate auf 30 nm/min an. Es stellte sich allerdings heraus, dass hierbei eine deutlich höhere Mikrowellenleistung notwendig war, um stabile Plasmabedingungen zu erhalten. Zudem kommt es aufgrund des erhöhten Kammerdrucks zu Überschlägen zwischen dem Beam und dem Accelerator-Gitter. Deshalb wurde für die weiteren Versuche ein Ar-Massefluss von 6 sccm gewählt.

3.4.3.2 Winkel

Ausgehend von den bisher ermittelten Parametern (Ar = 6 sccm, Cl₂ = 4 sccm, T_S = 0 °C) wird nun der Einfallswinkel des Ionenstrahls auf die Probe variiert. Betrachtet man die Winkel der Mesa-Kanten (Abb. 3.18), dann zeigt sich, dass mit zunehmender Verkippung α_S der Winkel kleiner wird. Für $\alpha_S = 105^\circ$ wird ein Flankenwinkel von ca. 10° gemessen. Da für Leuchtdioden keine senkrechten Facetten gefordert sind, wird dieser Verkippungswinkel für weitere Experimente beibehalten. Der bei senkrechtem Ioneneinfall (Abb. 3.18 links) noch deutlich sichtbare Sputtergraben ist bei $\alpha_S = 105^\circ$ nahezu vollständig verschwunden. Der Fuß am unteren Teil der Mesa in Abbildung 3.18 rechts entsteht durch die Lackmaske [59, 73], die diesen Teil des Halbleiters gegen den Ionenstrahl abschattet. Es zeigt sich, dass der Neigungswinkel der Probe nur einen geringen Einfluss auf die Ättrate hat (Abb. 3.19). Wie bei den bisherigen Untersuchungen wird auch hier ab einem Winkel von mehr als 110° ein Teil der Probe durch die Blende abgeschattet, was zu einem

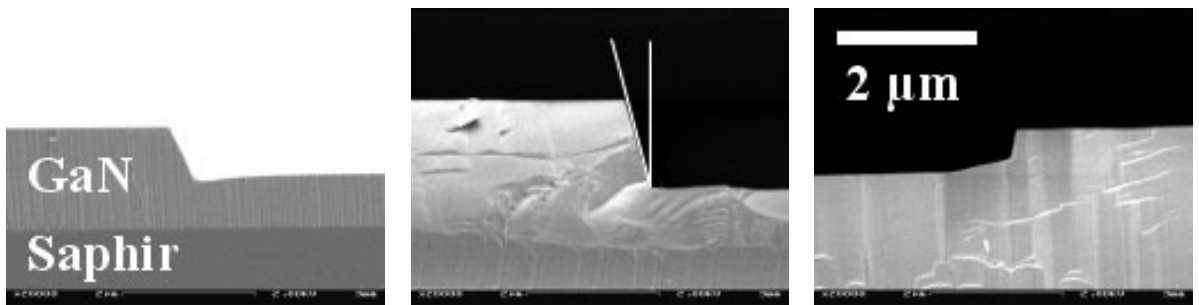


Abbildung 3.18: Flankenwinkel der Mesa-Kante für einen Winkel α_S von 90° (links), 105° (mitte) und 115° (rechts). Die Definition des Flankenwinkels ist im mittleren Bild eingezeichnet.

verminderten Abtrag führt.

3.4.3.3 Strahlstrom und Ionenenergie

Bei diesem Anlagentyp ist es nicht möglich, den Ionenstrom, der auf die Probe trifft, während des Ätzvorgangs zu messen (siehe auch Kap. 3.4.1). Messbar ist jedoch der Strom, der über das Beam-Gitter abfließt. Trägt man die Abtragsrate für eine konstante Beschleunigungsspannung von 400 V über diesem Strom auf, so ergibt sich die in Abbildung 3.20 dargestellte Abhängigkeit. Man erhält eine maximale Ätzrate von 29.3 nm/min für $I_B = 15$ mA. Für $I_B = 10$ mA wird dem Plasma eine Mikrowellenleistung zugeführt,

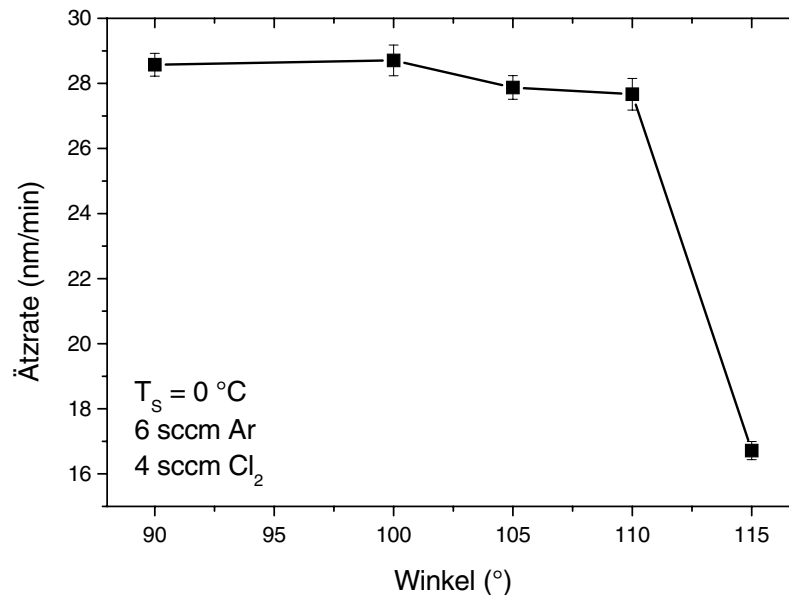


Abbildung 3.19: Einfluss des Winkels α_S auf die Ätzrate. Auch hier schattet die Blende für Winkel größer $\alpha_S = 105^\circ$ einen Teil des Ionenstrahls ab.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

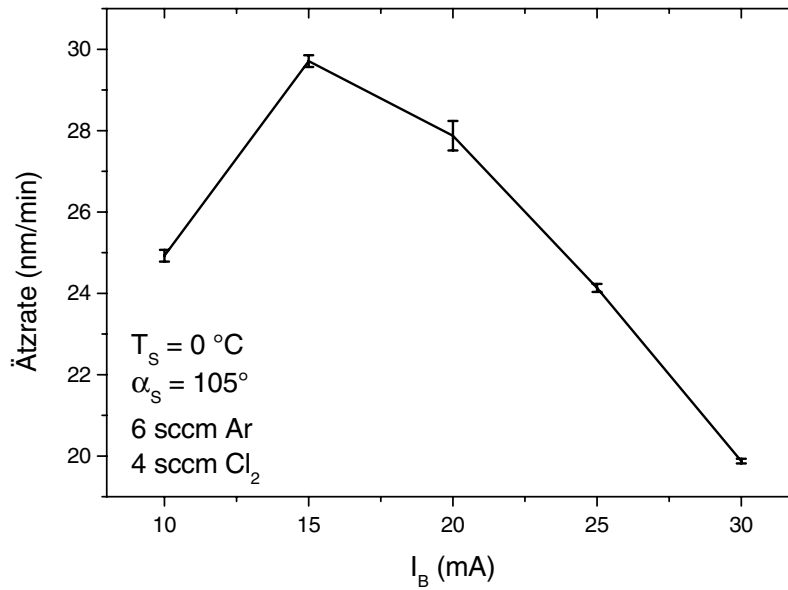


Abbildung 3.20: Abtragrate in Abhängigkeit des gemessenen Strahlstroms I_B für eine Ionenenergie von 400 eV.

die nur knapp oberhalb derjenigen für Erreichen der Plasmabedingungen liegt. Die verminderte Abtragrate kann dadurch erklärt werden, dass es während des Prozesses zum Zusammenbrechen des Plasmas und somit zu einem Abbruch des Ionenstrahls kommen

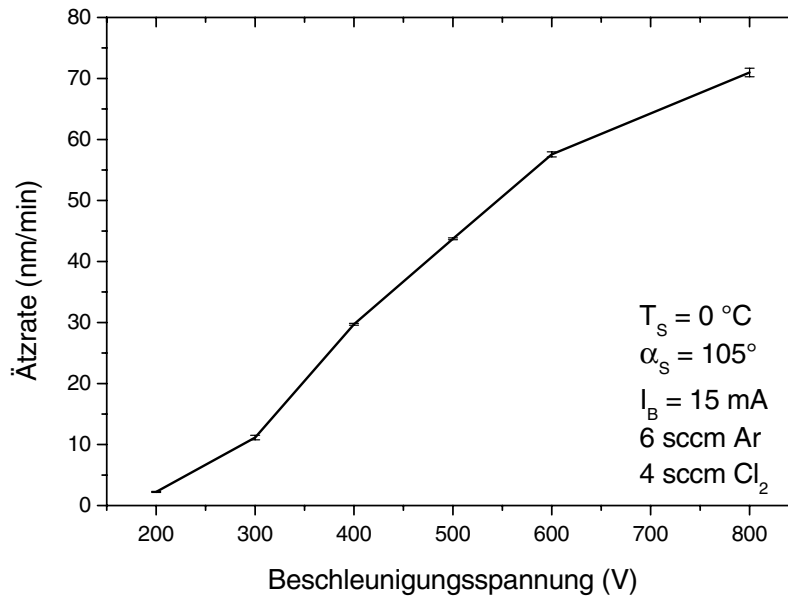


Abbildung 3.21: Ätzrate in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung der Ar-Ionen.

kann. Das Abnehmen der Ätzrate für Beamströme größer als 15 mA kann physikalisch nicht erklärt werden. Eine Begründung ist unter Umständen in prinzipbedingten Nachteilen der ECR-Technologie zu finden: Die ECR Resonanz kann zu einem mode hopping genannten Effekt führen und die zumeist automatisch durchgeführte Abstimmung der Mikrowellenenergie über einen weiten Bereich ist äußerst schwierig [74].

Setzt man sich nun auf einen Arbeitspunkt $I_B = 15 \text{ mA}$ und verändert bei ansonsten konstanten Parametern die Beschleunigungsspannung, so erhält man die in Abbildung 3.21 dargestellten Abtragraten. Diese steigt mit zunehmender Ionenenergie an und bestätigt tendenziell die von Adesida et al. veröffentlichten Ergebnisse [57, 72]. Auffällig sind vor allem die nahezu identischen Ergebnisse der RIBE- (Kap. 3.4.2) und CAIBE-Experimente bis zu etwa 600 eV. Dies lässt darauf schließen, dass in diesem Bereich der Ätzprozess durch die physikalische Komponente begrenzt ist. Bei höheren Ionenenergien ist die Abtragraten bei den RIBE-Prozessen höher, da hier die im CAIBE-Verfahren zur Verfügung gestellte Menge an Chlor nicht ausreicht, um das durch die Argon-Ionen geätzte Material abzutragen. Mit einer Erhöhung des Chlor-Flusses sollten identische Ätzraten wie beim RIBE-Verfahren erzielt werden.

Um die für die weitere Prozessierung wichtige Frage der Oberflächenbeschaffenheit des geätzten Bereichs zu beantworten, wurden die Proben mittels AFM untersucht. Wie man in Abbildung 3.22 deutlich erkennen kann, nimmt auch hier die Rauheit der Oberfläche in den geätzten Bereichen mit zunehmender Ionenenergie zu. Der rms-Wert steigt von etwa 0.5 nm für die unbehandelte Oberfläche auf 2 nm nach dem Ätzschritt bei 600 eV. Zwischen 600 und 800 V Beschleunigungsspannung lässt sich eine weitere deutliche Verschlechterung der Morphologie beobachten. Da der Ätzvorgang hier etwa 200 nm oberhalb des Saphirs endet, besteht die Möglichkeit, dass die Verschlechterung auch durch die deutlich schlechtere Kristallqualität des Galliumnitrids in der Nähe der Nukleationsschicht verursacht wird. Da bei dickeren Proben jedoch ähnliche Oberflächen nach dem Ätzen gemessen wurden, ist die primäre Ursache jedoch die zunehmende Ionenenergie. Eine genaue Erklärung der Morphologieverschlechterung in diesem Bereich der Beschleunigungsspannung konnte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht gefunden werden.

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

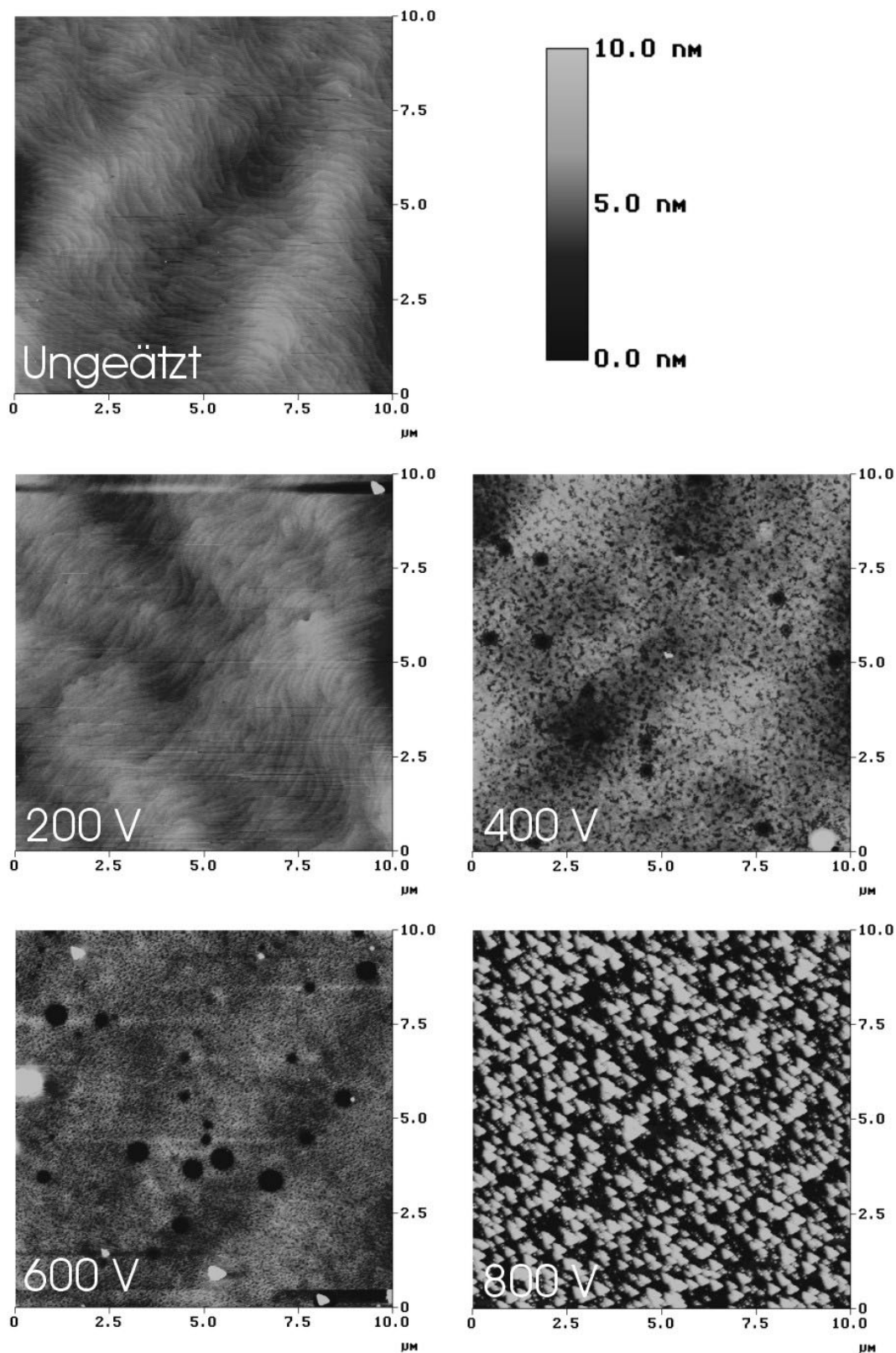


Abbildung 3.22: Mit CAIBE geätzte Oberfläche für unterschiedliche Beschleunigungsspannungen. Die rms-Rauheit steigt von 0.5 nm bei der nicht geätzten Probe bis auf 2 nm nach dem Ätzschritt bei 600 eV. Auch bei diesen Proben ist eine Demaskierung der Mikropipes erkennbar.

3.4.4 Vergleich und Bewertung der Ergebnisse

Tabelle 3.2 fasst die optimierten Parameter der untersuchten Verfahren IBE, RIBE und CAIBE zusammen und gibt die Ätzrate und den rms-Wert bei 400 eV Ionenenergie an. Unabhängig vom Prozess führen 0 °C Substrattemperatur und 105° Neigungswinkel zu den jeweils besten Ergebnisse in dieser Anlage. Im Hinblick auf die Ätzrate zeigt sich die Überlegenheit von RIBE- und CAIBE-Prozessen gegenüber dem reinen Sputterverfahren. Während man mit diesem abhängig von der Ionenenergie Abtragraten zwischen 2 und 19 nm/min erzielt, liegen sie für die vergleichbaren Prozesse mit chemischen Anteil mit 10 bis 80 nm/min um einen Faktor 2 bis 5 höher. Der rms-Wert der geätzten Oberflächen hingegen ist beim IBE-Prozess kleiner als bei den beiden anderen Verfahren, bei denen die Rauheit im Bereich von 2 nm liegt.

Die ermittelten Winkel der Mesaflanken bewegen sich unabhängig vom eingesetzten Verfahren zwischen 10° und 15°. Durch Verkippen der Probe gegen den Ionenstrahl konnte zwar die Bildung eines Sputtergrabens unterdrückt werden, eine senkrechte Flanke wurde jedoch nicht erreicht. Dies liegt an der verwendeten Lackmaske, die nicht gehärtet wurde und einen Flankenwinkel in der gleichen Größenordnung aufweist.

Im direkten Vergleich von RIBE- und CAIBE-Prozessen erweist sich keines der beiden dem jeweils anderen überlegen (Tab. 3.3). Der einzige Unterschied zeigt sich bei der Beschaffenheit der geätzten GaN-Oberflächen, die sich bei beiden Verfahren mit zunehmender Ionenenergie verschlechtern. Der entscheidende Punkt ist jedoch nicht die Morphologie des Halbleiters, sondern die durch den Ätzprozess hervorgerufene Veränderung der Lackmaske. In beiden Fällen reagiert der Lack mit dem vorhandenen Chlor unter Bildung

Tabelle 3.2: Optimierte Ätzparameter für die Trockenätzverfahren IBE, RIBE und CAIBE. Die in Klammern gesetzten Werte wurden den anderen Prozesses entnommen bzw. vor den Versuchen festgelegt. Die gegebenen Ätzraten und rms-Werte wurden durch die Verwendung der optimierten Parameter bei einer Ionenenergie von 400 eV erzielt.

	IBE	RIBE	CAIBE
Argon (sccm)	(6)	3	6
Chlor (sccm)		3	4
T_S (°C)	0	0	0
α_S (°)	105	105	105
I_B (mA)	(15)	(15)	15
Ätzrate (nm/min) (400 eV)	11.4	24.2	29.7
rms (nm) (400 eV)	1.2	1.9	2

3 Strukturieren der Mesa durch Ionenstrahlätzen

Tabelle 3.3: Bewertung der Trockenätzverfahren hinsichtlich Prozess und Ergebnis bzw. Weiterverarbeitung der Proben.

	IBE	RIBE	CAIBE
Prozessstabilität	++	○	++
Reproduzierbarkeit	++	+	++
Ätzrate	-	+	+
Rauheit	+	○	○
Flankenwinkel	○	○	○
Entfernung des Lackes	++	-	+

einer Polymerschicht. Diese lässt sich im Falle der CAIBE-Prozesse in heissem 1-Methyl-2-Pyrrolidon unter Zuhilfenahme von Ultraschall einfach und vollständig entfernen. Beim RIBE-Verfahren ist diese Schicht aufgrund der Eindringtiefe der beschleunigten Chlor-Teilchen deutlich dicker und somit stabiler. Beim identischen Reinigungsschritt wird diese Polymerschicht zwar aufgebrochen, die entstehenden Partikel bleiben jedoch auf der Probe haften (Abb. 3.13 rechts unten) und machen sie für eine eventuell nachfolgende Prozessierung zur LED unbrauchbar. Deshalb wurde für alle nachfolgenden Untersuchungen das CAIBE-Verfahren zum Strukturieren der Proben herangezogen.

4 Elektrische Kontakte

4.1 Theorie ohmscher Kontakte

Bevor man ohmsche, d.h. sperrfreie Kontakte auf Halbleitern realisieren kann, sollte man sich zuerst einmal mit der Theorie des Metall-Halbleiter-Übergangs beschäftigen. Dazu gehören die Energiebänder im Übergangsbereich ebenso wie Stromtransportmechanismen und Einflüsse, die nicht ideales Kennlinienverhalten bewirken.

4.1.1 Der Metall-Halbleiter-Übergang

Bringt man ein Metall in Kontakt mit einem Halbleiter, so bildet sich eine Barriere am Übergang der beiden Materialien aus. Die gleichrichtenden Effekte dieser so genannten Schottky-Barriere wurden erstmals 1938 in einer von Walter Schottky entwickelten Theorie beschrieben.

4.1.1.1 Banddiagramm

Abbildung 4.1 zeigt die Banddiagramme für den Fall eines n-leitenden ((a)–(d)) und eines p-leitenden ((e)–(h)) Halbleiters in Verbindung mit einem Metall. Solange Metall und Halbleiter nicht in Kontakt sind, sehen Elektronen im Metall an der Oberfläche eine Barriere, ausgedrückt durch die Vakuumsaustrittsarbeit $e\phi_M$. Für den Fall vollständiger Ionisation der Dotierstoffe im Halbleiter befinden sich die Ladungsträger im Valenz- (Löcher) oder Leitungsband (Elektronen). Dementsprechend wird für n-leitende Halbleiter nicht die Austrittsarbeit $e\phi_{HL}$ betrachtet, die als Differenz zwischen dem Vakuum-Niveau E_{vac} und dem Fermi-Niveau E_F definiert ist, sondern die Elektronenaffinität $e\chi = E_{vac} - E_C$, wobei E_C das Energieniveau des Leitungsbands ist. Werden Halbleiter und Metall leitend verbunden (Abb. 4.1 (b), (f)), dann bewegen sich Ladungsträger zwischen den beiden Materialien bis ein thermodynamische Gleichgewicht entsteht. Dies ist gleichbedeutend mit der Nivellierung der Fermi-Niveaus und führt zu Bandverbiegungen in diesem Bereich der Halbleiteroberfläche. Mit abnehmendem Abstand δ zwischen Metall und Halbleiter

4 Elektrische Kontakte

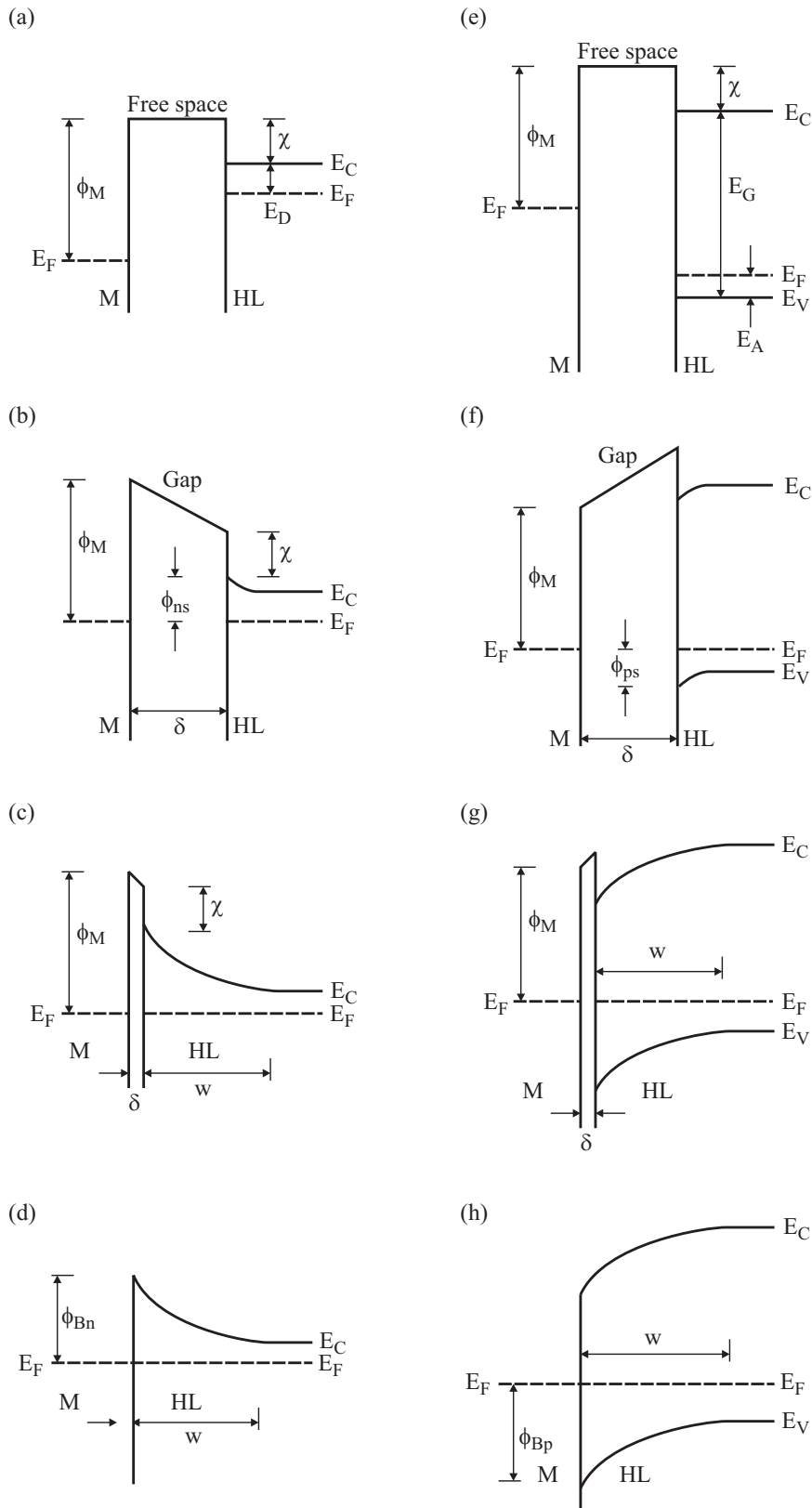


Abbildung 4.1: Banddiagramm eines Metall-Halbleiterübergangs im Falle von n- (a–d) und p-Halbleiter (e–h) [75]: ohne Kontakt (a,e), leitend verbunden (b,f) mit abnehmendem Abstand (c,g) und im thermodynamischen Gleichgewicht (d,h).

Tabelle 4.1: Austrittsarbeit einiger Metalle in eV.

Metall	Ag	Al	Au	Cu	Ni	Mg	Pd	Pt	W
[76]	4.30	4.25	4.80	4.25	4.50	3.70	5.20		
[77]	4.43	4.20	4.83	4.39	5.09	3.70		5.66	4.50
[78]	6.64	4.20	5.37	4.41	5.04	3.66	5.22	5.64	4.55
[79]	4.26	4.28	5.1	4.65	5.15	3.66	5.12	5.65	4.55

(Abb. 4.1 (c), (g)) akkumuliert sich eine steigende Anzahl negativer Ladungen an der Metalloberfläche und eine gleich große positive Ladung im n-dotierten Halbleiter, die durch die ionisierten Donatorrümpfe gebildet wird. Aufgrund der im Vergleich zum Metall geringen Ladungsträgerkonzentration verteilt sich die Ladung im Halbleiter gleichmäßig über eine gewisse Distanz von der Oberfläche weg. Kommt δ in die Größenordnung von Atomabständen, dann wird der Übergang für Ladungsträger transparent [76] und es stellt sich der in Abbildung 4.1 (d) und (h) dargestellte Zustand ein. Aus den Graphen geht hervor, dass die Höhe der entstandenen Schottky-Barrieren

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

für n-leitende und

$$e\phi_{Bp} = E_G - e(\phi_M - \chi) \quad (4.2)$$

für p-leitende Halbleiter im Wesentlichen von der Austrittsarbeit der Metalle (Tab. 4.1) und der Elektronenaffinität des Halbleiters (Tab. 4.2) abhängt. E_G bezeichnet den Bandabstand des Halbleiters.

Für einen idealen sperrfreien Kontakt auf n-dotierten Halbleitern muss χ größer sein als die Austrittsarbeit der Metalle. Es ergibt sich dann eine negative Barriere, die den Stromtransport über die Metall-Halbleiter-Grenzfläche erleichtert und zu sperrfreien Kontakten führt. Ein Vergleich der Tabellen 4.1 und 4.2 zeigt jedoch, dass dies nur selten der Fall ist.

Tabelle 4.2: Elektronenaffinität ausgesuchter Halbleiter nach [76, 80].

	Si	GaAs	GaP	GaN
χ in eV	4.05	4.07	4.0	3.4

4 Elektrische Kontakte

4.1.1.2 Raumladungszone

Beim Verbinden von Metall und Halbleiter gehen das Leitungs- und das Valenzband des Halbleiters eine definierte Beziehung zum Fermi-Niveau des Metalls ein. Ist das Verhältnis bekannt, dient es als Randbedingung für die eindimensionale Poisson-Gleichung. Für den Fall eines n-Halbleiters und unter der Annahme der in Abbildung 4.2 gegebenen Ladungsverteilung und $\mathcal{E}(x = w) = 0$ ergibt sich für das elektrische Feld

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{d\phi}{dx} = -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(w - x) \quad (4.3)$$

und das Potential

$$\phi(x) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}(w - x)^2 \quad . \quad (4.4)$$

N_D ist die Donatorkonzentration, w die Weite der Raumladungszone (RLZ), ε_0 die Dielektrizitätskonstante von Vakuum und ε_r die relative Dielektrizitätszahl des Halbleiters. Da die Ladungsträgerdichte im Metall um vieles höher ist als im Halbleiter, breitet sich die RLZ nur im Halbleiter aus und es entsteht der in Abbildung 4.2 gezeigte Verlauf des elektrischen Feldes und des Potentials. Für die Diffusionsspannung U_D am Kontakt ergibt sich nach Gleichung 4.4

$$U_D = -\phi(x = 0) = \frac{eN_D w^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} = \phi_M - \chi - \frac{E_D}{e} \quad , \quad (4.5)$$

wobei nach Abbildung 4.1 (d) für die Aktivierungsenergie des Donators

$$E_D \approx E_C - E_F = k_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (4.6)$$

gilt. N_C ist dabei die effektive Zustandsdichte des Leitungsbands und T die Temperatur.

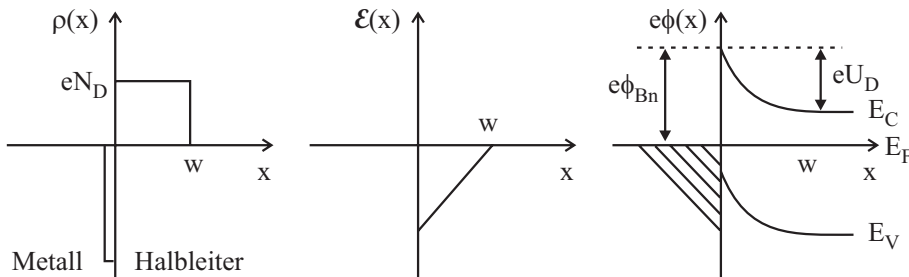


Abbildung 4.2: Ladungsverteilung, Feld- und Potentialverlauf eines Schottky-Kontakts.

4.1.2 Stromtransportmechanismen

Der Stromtransport über den Metall-Halbleiter-Übergang erfolgt im Gegensatz zum pn-Übergang mit Majoritätsladungsträgern. Dabei unterscheidet man für einen Halbleiter im wesentlichen die vier in Abbildung 4.3 gezeigten Mechanismen:

- (a) Elektronentransport vom Halbleiter über die Barriere in das Metall
 - (b) quantenmechanisches Tunneln der Elektronen durch die Barriere
 - (c) Rekombination der Ladungsträger in der Raumladungszone
 - (d) Löcherinjektion vom Metall in den Halbleiter und Rekombination im neutralen Bereich
- Da für ohmsche Kontakte nur die ersten beiden Stromtransportmechanismen relevant sind, werden die nachfolgenden Betrachtungen auf diese beschränkt.

4.1.2.1 Emission über die Barriere

Bevor Ladungsträger den Halbleiter verlassen können, müssen sie zunächst aus dem Inneren des Kristalls an die Metall-Halbleiter-Grenzfläche gebracht werden. Im Bereich der RLZ wird ihre Bewegung durch Diffusion und Drift im elektrischen Feld bestimmt. Erreichen sie die Grenzfläche, wird die Emission in das Metall durch die Transferrate über die Barriere definiert. Diese beiden Effekte sind in Serie, sodass der gesamte Stromtransport über die Barriere durch den limitierenden der beiden Teilprozesse dominiert wird. Im Folgenden wird zunächst die Diffusion von Ladungsträgern genauer betrachtet, bevor auf die thermionische Emissionstheorie, d.h. die Emission von Ladungsträgern über die Potentialbarriere, eingegangen wird.

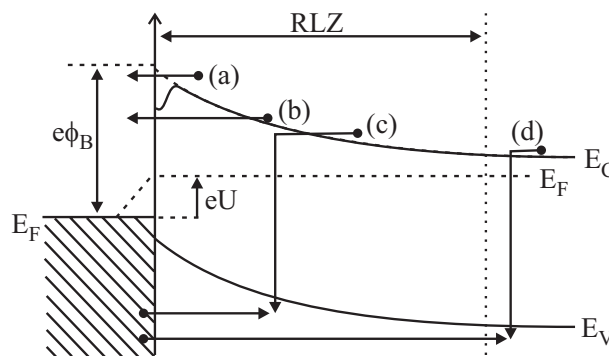


Abbildung 4.3: Stromtransportmechanismen eines Metall-Halbleiter-Übergangs mit Schottky-Barriere bei angelegter Vorwärtsspannung U : thermische Emission (a), quantenmechanisches Tunneln (b), Rekombination in der RLZ über Ladungsträgerdiffusion (c) und Löcherinjektion und Rekombination im neutralen Bereich nach Durchtunneln der RLZ (d) [76].

4 Elektrische Kontakte

Diffusionstheorie Setzt man neben $e\phi_B \gg k_B T$ eine am Rande der Verarmungszone stromunabhängige Ladungsträgerkonzentration in einem nicht entarteten Halbleiter voraus, dann ergibt sich in der Diffusionstheorie nach Schottky die Stromdichte

$$\begin{aligned} J &= \overbrace{en(x)\mu_n\mathcal{E}}^{\text{Drift}} + \overbrace{eD_n\frac{\partial n}{\partial x}}^{\text{Diffusion}} \\ &= eD_n \left(-\frac{n(x)e}{k_B T} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad , \end{aligned} \quad (4.7)$$

wobei die Diffusionskonstante über die Einsteinbeziehung $D_n = \frac{\mu_n k_B T}{e}$ definiert ist und Gleichung 4.3 gilt. μ_n ist die Elektronenbeweglichkeit. Mit der Potentialverteilung aus Gleichung 4.4 und den Randbedingungen aus Abbildung 4.2 ergibt sich daraus nach [76]

$$J = \frac{e^2 D_n N_C}{k_B T} \sqrt{\frac{2eN_D(U_D - U)}{\epsilon_r \epsilon_0}} \exp\left\{-\frac{e\phi_B}{k_B T}\right\} \left(\exp\left\{\frac{eU}{k_B T}\right\} - 1\right) \quad . \quad (4.8)$$

Thermionische Emissionstheorie Betrachten wir nun den Elektronentransport über die Potentialbarriere, die für Halbleiter mit Hilfe der thermionischen Emissionstheorie beschrieben wird. Für diese Betrachtungen wird davon ausgegangen, dass die Potentialbarriere $e\phi_{Bn}$ viel größer als $k_B T$ ist und thermodynamisches Gleichgewicht am Übergang der Materialien herrscht.

Die Stromdichte vom Halbleiter in das Metall

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + e\phi_B}^{\infty} ev_x dn \quad (4.9)$$

hängt von der Anzahl an Elektronen ab, die die benötigte Energie in Form von kinetischer Energie in x -Richtung zum Überqueren der Barriere aufbringen. Unter der Annahme, dass die Elektronen der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen und die gesamte Energie im Leitungsband kinetische Energie mit statistischer Richtung ist, ergibt sich für Gleichung 4.9 bei angelegter Spannung U

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= \left(\frac{4\pi e m_e^* k_B^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left\{\frac{e(U - \phi_B)}{k_B T}\right\} \\ &= A^* T^2 \exp\left\{\frac{e(U - \phi_B)}{k_B T}\right\} \end{aligned} \quad (4.10)$$

mit der Richardson-Konstante

$$A^* = 4\pi m_e^* e \frac{k_B^2}{h^3} = 1.2 \cdot 10^6 \left(\frac{m_e^*}{m_e} \right) \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{K}^2} \quad . \quad (4.11)$$

m_e^* ist hierbei die effektive Masse des Elektrons und m_e seine Ruhemasse, h die Planck-Konstante. Elektronen, die vom Metall in den Halbleiter fließen, sehen nur die spannungsunabhängige Barriere ϕ_B . Die resultierende Stromdichte

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp \left\{ -\frac{e\phi_B}{k_B T} \right\} \quad (4.12)$$

muss demnach betragsmäßig gleich der Stromdichte $J_{s \rightarrow m}$ für $U = 0$ V sein. Aus den Gleichungen 4.10 und 4.12 ergibt sich der Gesamtstrom

$$J = A^* T^2 \exp \left\{ -\frac{e\phi_B}{k_B T} \right\} \left(\exp \left\{ -\frac{eU}{k_B T} \right\} - 1 \right) \quad (4.13)$$

für den Metall-Halbleiter-Übergang [75].

4.1.2.2 Emission durch die Barriere

Unter bestimmten Voraussetzungen ist es möglich, dass Elektronen, die nicht ausreichend Energie besitzen, um über die Barriere zu gelangen, durch quantenmechanisches Tunneln durch die Barriere gelangen. Im Falle eines hochdotierten Halbleiters bei niedriger Umgebungstemperatur kommt der Tunnelstrom durch Elektronen mit Energien, die nahe am Fermi-Niveau liegen, zustande. Dies wird als Feldemission bezeichnet. Mit steigender Temperatur haben die Elektronen mehr Energie und der Tunnelstrom steigt, da die Ladungsträger eine geringere und dünnere Barriere überwinden müssen. Gleichzeitig nimmt aufgrund der Besetzungsstatistik die Anzahl der angeregten Elektronen mit zunehmender Energie ab und der Anteil der Elektronen aus dem Leitungsband am Stromfluss nimmt zu. Dieser Prozess wird als thermionische Feldemission bezeichnet. Mit weiter zunehmender Temperatur wird der Punkt erreicht, an dem nahezu alle Ladungsträger über die Barriere gelangen können, der Anteil des Tunnelstroms am Gesamtstrom wird vernachlässigbar und der Stromfluss findet nur durch thermionische Emission statt.

Zum Verständnis des Tunnelns wird das Elektron als quantenmechanisches Teilchen betrachtet. Dieses kann dann eine Barriere, wie sie in Form der Schottky-Barriere vorliegt, durchtunneln. Die Wahrscheinlichkeit einer solchen Transmission hängt von der Form, d.h. Höhe und Weite, der Barriere, sowie der energetischen Verteilungsfunktion der freien Ladungsträger ab. Die Strom-Spannung-Charakteristik wird nach [79] durch

$$J = J_s \exp \left\{ \frac{U}{E_{00} \coth (eE_{00}/k_B T)} \right\} \left(1 - \exp \left\{ \frac{-eU}{k_B T} \right\} \right) \quad (4.14)$$

bestimmt, wobei

$$E_{00} = \frac{e\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_r \epsilon_0 m_e^*}} \quad (4.15)$$

als Diffusionspotential eines Elektrons aufgefasst wird, das sich am Rand der Verarmungszone im energetisch niedrigsten Zustand des Leitungsbandes aufhält und dessen Tunnelwahrscheinlichkeit mit $e^{-1} = 0.37$ gegeben ist.

4.1.3 Abweichen vom idealen Verhalten

Aufgrund eines fehlenden gitterangepassten Substrats, wodurch Defekte und Verspannungen im Material hervorgerufen werden, und den erschwerten Wachstumsbedingungen kann nicht davon ausgegangen werden, dass bei Galliumnitrid ideale Verhältnisse an den Grenzflächen zu den Kontakten herrschen. Als wesentliche Punkte sind hier Rekombination von Ladungsträgern, der Bildkrafteffekt und geladene Oberflächenzustände zu nennen.

Bei idealen Schottky-Dioden erfolgt der Stromtransport ausschließlich über Majoritätsladungsträger. An realen Metall-Halbleiter-Übergängen kann es zu Rekombination der Majoritäten mit tiefen Störstellen (traps) in der Raumladungszone kommen. Beim Anlegen hoher Flussspannungen werden zudem Minoritätsladungsträger vom Metall in den Halbleiter injiziert, und es kommt zur Rekombination außerhalb der RLZ [76].

Der Bildkrafteffekt wird durch Ladungsträger hervorgerufen, die sich im Halbleiter in der Nähe der Grenzfläche akkumulieren. Diese erzeugen Spiegelladungen im Metall, wodurch ein Feld erzeugt wird, das eine Verminderung der Barrierenhöhe bewirkt (Abb. 4.4) [79]. Dieser Effekt tritt bei jedem Metall-Halbleiter-Übergang auf und ermöglicht ein früheres

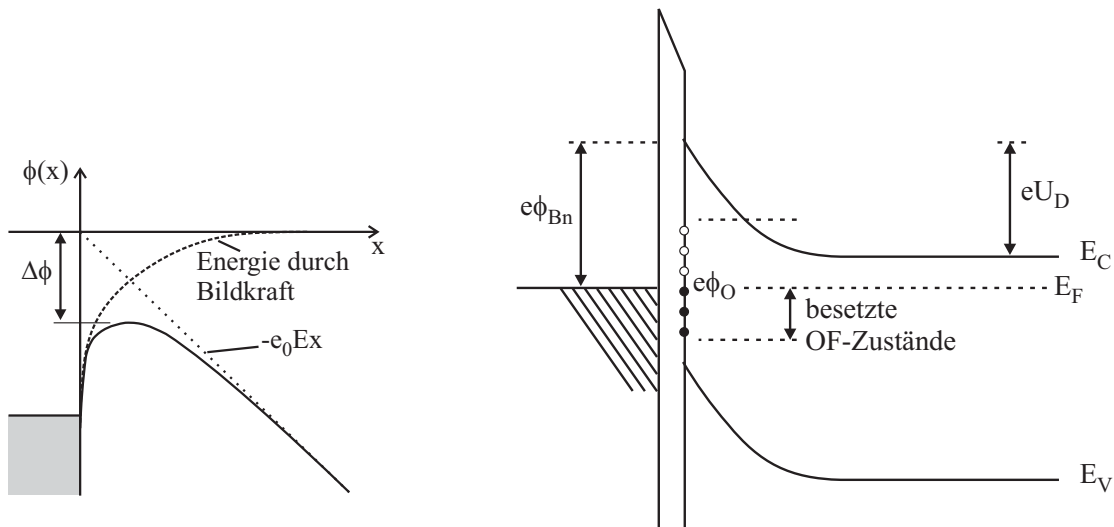


Abbildung 4.4: Verminderung der Barrierenhöhe durch den Bildkrafteffekt.

Abbildung 4.5: Fermi-Level pinning durch geladene Oberflächenzustände nach [76].

Einsetzen der thermionischen Emission.

Hinzu kommen geladene Zustände im Bereich der Oberfläche, die durch den abrupten Abbruch der Gitterperiodizität oder durch den Einbau von Fremdatomen in den Halbleiter (z.B. Oxidbildung) hervorgerufen werden. Diese Zustände sind bis zu einem Energieniveau $e\phi_O$ (Abb. 4.5) besetzt, das durch seine Lage die Polarität der Zustände bestimmt [75]. Diese Zustände schirmen den Halbleiter ab und bestimmen somit die Höhe der Barriere $e\phi_B = E_G - e\phi_O$ [76]. Das Fermi-Niveau im Halbleiter ist in diesem Fall identisch mit $e\phi_O$ und nur von den Oberflächenzuständen abhängig (Fermi-level pinning).

4.1.4 Ohmsche Kontakte

Als ohmsche Kontakte werden Metalle auf Halbleitern bezeichnet, deren UI-Kennlinien sperrfreies, d.h. lineares Verhalten zeigen. Welcher Stromtransportmechanismus dabei vorherrscht, kann anhand der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes abgeschätzt werden [79]:

$$\begin{aligned} \rho_C &\sim \exp \frac{e\phi_B}{E_{00}} && \text{Feldemission } (qE_{00} \gg k_B T) \\ \rho_C &\sim \exp \left\{ \frac{e\phi_B}{E_{00} \coth(eE_{00}/k_B T)} \right\} && \text{thermionische Feldemission } (qE_{00} \approx k_B T) \\ \rho_C &\sim \exp \frac{e\phi_B}{k_B T} && \text{thermionische Emission } (qE_{00} \ll k_B T) \end{aligned}$$

Gemäß dieser Aufstellung ist für thermionische Emission eine starke, für thermionische Feldemission eine geringe und für Feldemission nahezu keine Temperaturabhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes zu erwarten.

Gemäß der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Stromtransportmechanismen handelt es sich bei ohmschen Kontakten um Tunnelkontakte. In der Siliziumtechnologie werden Tunnelkontakte durch sehr hohe Dotierungen im Bereich der Halbleiteroberfläche hergestellt. Das Dotierlevel wird dabei so gewählt, dass der Halbleiter in diesem Bereich entartet ist, d.h. das Fermi-Niveau liegt oberhalb des Leitungsbandes. Dadurch werden Barrierendicken im Bereich von wenigen Nanometern erzielt, die sehr einfach durchtunnelt werden können. Bei den III-V Halbleitern scheidet dies jedoch zumeist an der Löslichkeit der Dotierstoffe. Hier werden andere Wege gegangen, um sperrfreie Kontakte zu erzielen. Zum einen können Zwischenschichten zwischen Halbleiter und Metall eingefügt werden, die einen geringeren Bandabstand als der Halbleiter besitzen (bei GaN z.B. InGaN). Dieses als bandgap-narrowing bezeichnete Verfahren erleichtert die Herstellung ohmscher Kontakte,

4 Elektrische Kontakte

erweist sich jedoch oft als schwer realisierbar, da diese Zwischenschichten einen anderen Gitterabstand als der verwendete Halbleiter haben. Häufiger angewandt werden Legierkontakte, bei denen durch Vermischen der Materialien aus Metallisierung und Halbleiter entweder ein fließender Bandübergang im Bereich der Metall-Halbleiter-Grenzschicht oder aber bei Verwendung geeigneter Metalle ein entarteter Halbleiter entsteht [81].

4.2 Messtechnik und Versuchsdurchführung

Nach den theoretischen Betrachtungen zum Metall-Halbleiter-Übergang wird im Folgenden die Charakterisierung der Kontakte, die zu ihrer Herstellung durchgeführte Prozesstechnologie und die verwendete Aufdampfanlage beschrieben.

4.2.1 Elektrische Charakterisierung ohmscher Kontakte

Das Verfahren zur Charakterisierung ohmscher Kontakte soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden. Als ohmsche Kontakte werden in dieser Arbeit nur solche bezeichnet, deren Strom-Spannungs-Kennlinie linear ist.

Der gemessene Widerstand zwischen zwei Kontakten setzt sich zusammen aus dem Bahnwiderstand des Halbleiters zwischen und unterhalb der Metallisierungen und den eigentlichen Kontaktwiderständen. Im Laufe der letzten 40 Jahre wurden verschiedene Verfahren entwickelt und verfeinert, die eine Trennung dieser Widerstände erlauben. Am genauesten ist das sogenannte Transferlängenmodell (transfer length model, TLM) mit linearer bzw. zirkularer (circular TLM, CTLM) Kontaktanordnung. Abbildung 4.6 zeigt den Aufbau ei-

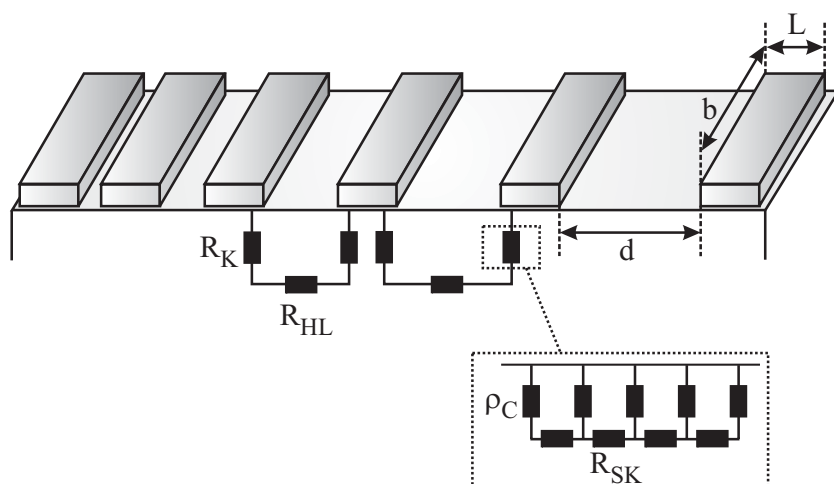


Abbildung 4.6: Kontaktstruktur für lineare TLM Messungen.

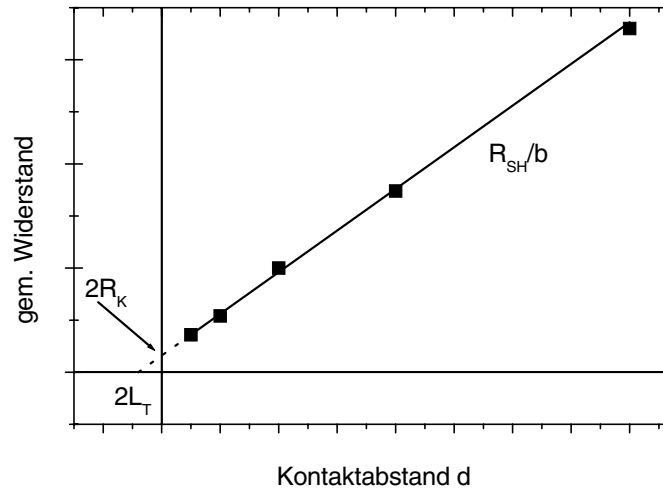


Abbildung 4.7: Extraktion von R_K , R_{SH} und L_T aus den TLM-Messwerten.

ner linearen TLM-Kontaktstruktur. Wie man später sehen wird, muss zur Auswertung der Abstand zwischen den Kontakten zunehmen.

Der zwischen zwei Kontakten mit Abstand d_i gemessene Widerstand R_{gem} setzt sich gemäß

$$R_{gem} = R_{HL} + 2R_K = \frac{R_{SH}}{b}d_i + 2R_K \quad (4.16)$$

aus dem zweifachen Kontaktwiderstand R_K und dem flächenabhängigen Schichtwiderstand R_{SH} des Halbleiters zusammen. Da infolge eines Spannungsabfalls in der Kontaktzone oder durch Stromeinengung an den Kontakträndern (current crowding) zumeist keine homogene Stromverteilung unter dem Kontakt vorliegt, wird die sogenannte Transferlänge

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{SH}}} \quad (4.17)$$

eingeführt, wobei $\rho_C = R_K L_T b$ der spezifische Kontaktwiderstand ist. L_T definiert die Länge, bei der die Spannung am Metall-Halbleiter-Übergang auf den 1/e-ten Teil abgefallen ist. Unter der Voraussetzung $L \geq 1.5 L_T$ gilt für den Widerstand zwischen zwei Kontakten näherungsweise [52]

$$R_{gem} = \frac{R_{SH}}{b}d_i + 2R_K \approx \frac{R_{SH}}{b}d_i + 2\frac{R_{SH}L_T}{b} \quad (4.18)$$

Der lineare Zusammenhang zwischen den gemessenen Widerständen und den Abständen der Kontakte ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Aus der Steigung der Geraden lässt sich der Halbleiterschichtwiderstand und aus deren Schnittpunkte mit der x- und y-Achse der Kontaktwiderstand und die Transferlänge bestimmen.

4 Elektrische Kontakte

Als problematisch bei der Auswertung der Kontakte nach dieser Methode erweist sich die Annahme eines homogenen Schichtwiderstands des Halbleiters. Realistischer ist die Aufteilung von R_K in den spezifischen Kontaktwiderstand ρ_C und einen Kontakt-Schichtwiderstand R_{SK} (Abb. 4.6). Dieser beschreibt die Inhomogenitäten des Widerstands im Bereich der Metallisierung, die nach dem Tempern durch beispielsweise Intermixing entstehen. Daraus ergibt sich dann für Gleichung 4.18

$$R_{gem} = \frac{R_{SH}}{b}d_i + 2R_K \approx \frac{R_{SH}}{b}d_i + 2\frac{R_{SK}L_{TC}}{b} \quad , \quad (4.19)$$

wobei die neu definierte Transferlänge nach

$$L_{TC} = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{SK}}} \quad (4.20)$$

bestimmt wird [82, 83]. Die Auswertung nach Abbildung 4.7 liefert weiterhin R_K und R_{SH} , aus dem Schnittpunkt für $R_{gem} = 0 \Omega$ kann ρ_C jedoch nicht mehr direkt extrahiert werden, da der Wert für R_{SK} nicht bekannt ist. Daher muss zusätzlich die sogenannte Endwiderstandsmessung durchgeführt werden. Diese erfolgt an drei benachbarten Kontakten aus Abbildung 4.6. Definiert man R_1 und R_2 als die Widerstände zwischen zwei benachbarten und R_3 als den Widerstand zwischen den äußeren Kontakten, so berechnet man den Endwiderstand zu

$$R_E = \frac{R_1 + R_2 - R_3}{2} \quad . \quad (4.21)$$

Der Kontakt- und Endwiderstand lässt sich nach [82] mittels

$$R_K = \frac{R_{SK}L_{TC}}{b} \coth \frac{d}{L_{TC}} \quad (4.22)$$

und

$$R_E = \frac{\sqrt{R_{SK}\rho_C}}{b} \frac{1}{\sinh \frac{d}{L_{TC}}} \quad (4.23)$$

errechnen. Durch Verknüpfung der Gleichungen 4.22 und 4.23 unter Berücksichtigung von 4.20 erhält man

$$\frac{R_K}{R_E} = \cosh \frac{d}{L_{TC}} \quad . \quad (4.24)$$

Bestimmt man nun R_K aus der TLM- und R_E aus der Endwiderstandsmessung, so kann L_{TC} durch Umstellung der Gleichung 4.24 berechnet werden. Der spezifische Kontaktwiderstand ρ_C ergibt sich dann gemäß

$$\rho_C = bL_{TC}R_E \cosh \frac{d}{L_{TC}} \quad . \quad (4.25)$$

4.2.2 Strukturelle Untersuchung der Kontakte

Neben der elektrischen Charakterisierung der Kontakte soll auch die Struktur der Metallisierungen auf GaN betrachtet werden. Dazu wurden die Proben nach dem Legieren unter dem Lichtmikroskop hinsichtlich ihrer Oberflächenbeschaffenheit untersucht. Als thermisch stabile Kontakte werden diejenigen bezeichnet, deren Morphologie vor und nach einem Temperschnitt hinsichtlich Oberflächenmorphologie annähernd gleich ist. Instabilität gegenüber Legiertemperaturen zeigt sich in einer erhöhten Rauheit der Metalloberfläche. In einzelnen Fällen kommt es zu extremen Veränderungen der Kontakte, die sich über die Bildung von Metallinseln (balling-up) bis hin zur völligen Auflösung der Metallisierung ziehen kann. Eine allzu raue Oberfläche der Kontakte erweist sich beim Kontaktieren der Bauelemente mit Bonddrähten als problematisch, da die Haftung der Golddrähte auf der Metallisierung beeinträchtigt wird.

Zur Klärung der Frage nach Intermixing zwischen den einzelnen Metallschichten und zwischen Kontakt und Halbleiter wurden die Kontakte vor und nach dem Tempern mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie (auger electron spectroscopy, AES) untersucht. Da dieses Verfahren an der Universität Ulm nicht zur Verfügung steht, wurden nicht alle Proben mit dieser Methode charakterisiert. AES basiert auf dem Auger-Effekt und ist in der Lage, in einer Tiefe von 0.5 bis 5 nm unter der Probenoberfläche Elemente bis zu einer Konzentration von minimal 0.1% zu detektieren [52]. Durch Kombination mit einem Sputter-Ätzprozess ist es möglich, Tiefeninformationen zu gewinnen. Die Vorgänge bei einer Auger-Elektronen-Emission sind in Abbildung 4.8 dargestellt, wobei das Banddiagramm nur die beteiligten Elektronenschalen-Niveaus zeigt. In diesem speziellen Fall

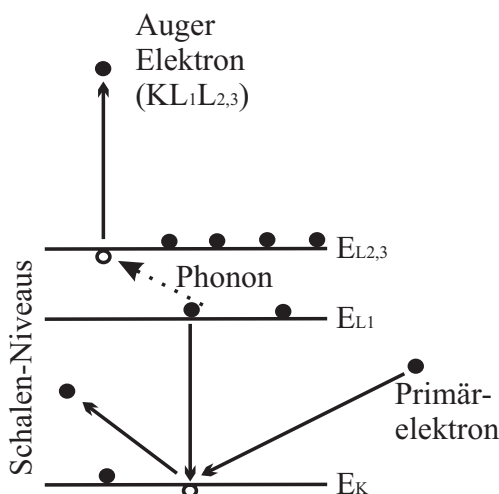


Abbildung 4.8: Elektronische Vorgänge bei der Auger-Elektronen-Spektroskopie [52].

4 Elektrische Kontakte

wird das K-Niveau bei der Energie E_K und zwei L-Niveaus bei E_{L1} und $E_{L2,3}$ angenommen. Das eintreffende Primärelektron entfernt ein Elektron aus der K-Schale eines Atoms, das sofort durch ein Elektron aus einer äußeren Schale (hier: L-Schale) ersetzt wird. Die Energie $E = E_{L1} - E_K$ wird durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf ein drittes Elektron, das Auger-Elektron, übertragen. Dieses emittiert aus dem Halbleiter und kann anschließend detektiert werden. Der gesamte Prozess wird als $KL_1L_{2,3}$ oder kurz KLL bezeichnet. Je nach Ordnungszahl der beteiligten Atome können die dominierenden Auger-Übergänge auch LMM - oder MNN -Übergänge sein. Da es sich beim Auger-Prozess um einen 3-Elektronen-Prozess handelt, können Wasserstoff und Helium nicht detektiert werden, da sie weniger als drei Elektronen haben. Bei AES sind die Spektren einzelner Atome elementspezifisch und interferieren nicht miteinander. Aufgrund der großen vorhandenen Datenbasis ist eine genaue Zuordnung der Elemente möglich. Durch Verbesserung der Messmethode ist man heute darüber hinaus in der Lage, chemische Informationen zu den untersuchten Proben zu erhalten. Wenn sich Elemente zu chemischen Verbindungen wie z.B. Legierungen verbinden, ergibt sich eine charakteristische Verschiebung des Auger-Peaks und eine Veränderung der Form des Auger-Spektrums [52].

4.2.3 Beschreibung der Versuchsdurchführung

Zuerst wurden die Proben so strukturiert, dass bei den oben beschriebenen elektrischen Messungen eine laterale Stromaufweitung unterbunden wird und die Anforderungen für TLM-Messungen erfüllt sind [52]. Die Ätztiefe hängt dabei von der jeweiligen vertikalen Schichtstruktur ab, die in den Abschnitten für n- und p-Kontakte gesondert beschrieben wird. Nach der Kontaktlithographie und einer eventuellen nasschemischen Vorbehandlung wurden die Proben in die nachfolgend beschriebene Aufdampfanlage eingebaut. Nach der Deposition der Metalle wurden die Proben einem Lift-off-Prozess (Anhang A) unterzogen und dann im nicht legierten Zustand gemessen. Nach dem 2 minütigen Legierschritt unter Stickstoffatmosphäre im Ausheizofen (rapid thermal annealer, RTA) erfolgte eine erneute Charakterisierung der Kontakte. Die Temperatur unterscheidet sich für p- und n-Kontakte und wird in den jeweiligen Abschnitten genannt. Ausgehend von den erzielten Ergebnissen wurden dann weitere Legierprozesse untersucht. Unter Legieren versteht man in der Halbleitertechnologie das thermische Behandeln von Metallisierungen zur Verbesserung ihrer Eigenschaften. Dieser Vorgang ist, wie sich im Folgenden noch zeigen wird, nicht gleichbedeutend mit der Herstellung einer Legierung im metallurgischen Sinn, bei der es zur vollständigen Durchmischung der beteiligten Atomsorten kommt.

Die Kontakte haben eine Größe von $50 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ und Abstände von 20, 40, 80, 160 und $320 \mu\text{m}$ gemäß der verwendeten Belichtungsmaske. Da bedingt durch die Lithogra-

phie die Strukturen leicht veränderte Maße aufweisen, die tatsächlichen Abmessungen jedoch entscheidend für die Auswertung sind, wurden die Strukturen unter dem Rasterelektronenmikroskop nachgemessen und diese Werte zur Berechnung der spezifischen Kontaktwiderstände verwendet.

4.2.4 Aufdampfanlage

Der Aufbau der Aufdampfanlage LEYBOLD QE1200 ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Sie besteht aus einer hochvakuumtauglichen Kammer, den Verdampfeinheiten für die Metalle und einem Probenhalter mit Schichtdicken- und Depositionsratenmessgerät.

Der normale Druck für die Deposition von Metallen liegt im unteren 10^{-6} mbar Bereich, und steigt während des eigentlichen Aufdampfvorgangs auf ca. $5 \cdot 10^{-6}$ mbar an. Bei dieser Anlage wird das benötigte Vakuum mit einer Turbomolekularpumpe erzeugt.

Das Besondere an der verwendeten Anlage ist der Einsatz von zwei unterschiedlichen Methoden zum Verdampfen der Metalle. Zum einen kommt hier ein Elektronenstrahlverdampfer (4-Tiegel-Revolver) zum Einsatz, mit dem Metalle wie Gold, Nickel, Titan oder Palladium deponiert werden. Dazu werden sie eingebettet in Graphittiegel mit Hilfe eines Elektronenstrahls zum Schmelzen gebracht. Aufgrund der besonderen Eigenschaften (Schmelzpunkt, Bedeckungsverhalten im flüssigen Zustand) einiger Metalle wie beispielsweise Aluminium werden diese einfacher mit Hilfe stromdurchflossener Wendeln oder Schiffchen verdampft. Diese bestehen normalerweise aus Graphit oder Wolfram, da diese Materialien den hohen Temperaturen von bis zu 1800°C , die zum Schmelzen der hochreinen Metalle benötigt werden, standhalten können.

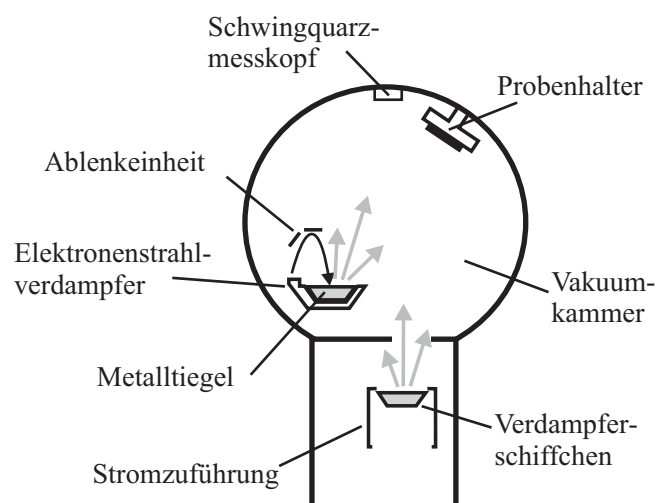


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Metall-Aufdampf-Anlage LEYBOLD QE1200.

4 Elektrische Kontakte

Um Abschattungseffekte und mögliche Schichtdickenunterschiede während der Metalldeposition zu vermeiden, werden die Proben in ausreichendem Abstand (hier ca. 40 cm) zu den Verdampfeinheiten gehalten. Zur Kontrolle der Schichtdicken wird die Depositionsrate und damit auch die Dicke der einzelnen Metallschichten gemessen. Dies geschieht über einen Quarz, dessen Eigenschwingung sich abhängig von der Schichtdicke des deponierten Metalls ändert. Da diese Änderung abhängig vom jeweiligen Metall ist, müssen die metallspezifischen Parameter vor jedem neuen Layer eingegeben werden.

Für die zu untersuchenden Kontaktschemata stehen folgende Metalle zur Verfügung: Aluminium (Al), Gold (Au), Nickel (Ni), Palladium (Pd), Platin (Pt) und Titan (Ti).

4.3 Kontakte auf n-GaN

Folgt man der Theorie von Schottky, so ist klar, dass zum Erreichen ohmscher Kontakte Metalle verwendet werden sollten, deren Vakuumaustrittsarbeit im Bereich der Elektronenaffinität von GaN (4.1 eV) liegen. Betrachtet man Tabelle 4.1, so erscheinen Aluminium (4.2 eV), Silber (4.2 eV), Titan (4.35 eV), Nickel (4.5 eV) und Gold (4.8 eV) geeignet. Experimente mit Ag-Kontakten haben gezeigt, dass ohmsche Kontakte bei Legiertemperaturen von 200 °C erzielt wurden, die Haftung zwischen Metallisierung und der GaN-Oberfläche aber nur unzureichend ist [84]. Aus diesem Grund und der geringen thermischen Stabilität des Metalls eignet sich Silber nicht zur Herstellung stabiler ohmscher Kontakte auf n-GaN. Au auf der anderen Seite bildet Schottky-Kontakte [85] und wird deshalb nur als Deckschicht für andere Metalle verwendet.

Die n-Kontakte wurden bei Temperaturen zwischen 300 °C und 800 °C, in einzelnen Fällen auch bis 1000 °C legiert. Die Idee war hier, den Temperaturbereich abzudecken, der zum Legieren der p-Kontakte (300 °C bis 700 °C) bzw. zum Aktivieren des Mg-Akzeptors (600 °C bis 1000 °C) verwendet wird. Es sollte herausgefunden werden, ob zwei Prozessschritte bei der Herstellung einer LED zusammengefasst werden können. Die mittels Hallmessung bestimmte freie Ladungsträgerkonzentration der 1.2 μm dicken Si-dotierten GaN-Proben liegt bei $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\mu_n = 180 \text{ cm}^2/\text{Vs}$).

4.3.1 Kontaktverhalten von Einzelschichtmetallisierungen

4.3.1.1 Titan

Titan-Kontakte (100 nm) zeigen sowohl im nicht legierten Zustand als auch bei Legiertemperaturen bis zu 700 °C Schottky-Verhalten (Abb. 4.10). Im Temperaturbereich von 800 bis 1000 °C sind die IU-Kennlinien ohmsch und es werden spezifische Kontaktwider-

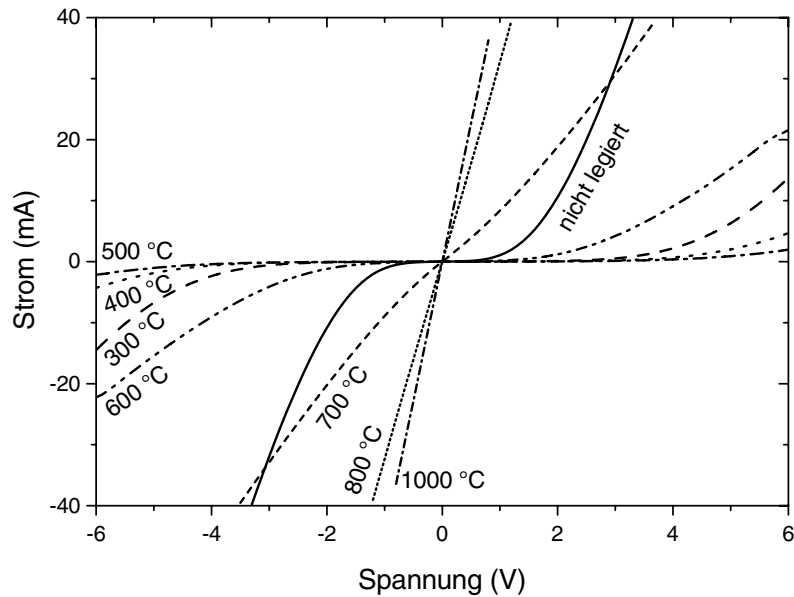


Abbildung 4.10: UI-Kennlinien von 100 nm Ti auf n-GaN vor und nach dem Legieren (2 min). Sperrfreies Verhalten wird nur im Temperaturbereich von 800 bis 1000°C erreicht. Die Kontakte haben eine Größe von $50\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $20\ \mu\text{m}$.

stände von $1.2 \cdot 10^{-3}\ \Omega\text{cm}^2$ (800°C) bis $2.1 \cdot 10^{-4}\ \Omega\text{cm}^2$ (1000°C) erreicht. Die prinzipielle Abhängigkeit von der Legiertemperatur deckt sich mit den Ergebnissen anderer Untersuchungen [84, 86], die auf die Notwendigkeit eines Legierschritt bei Temperaturen größer 700°C hinweisen. Grund dafür ist die Bildung einer TiN-Schicht im Bereich der Halbleiter-Metall-Grenzschicht, die eine Verbesserung der Kontakteigenschaften bewirkt. Auch durch längeres Tempern bis zu 20 min konnte bei Temperaturen unter 700°C keine ohmschen Kennlinien erzielt werden.

Wie die in Abbildung 4.11 dargestellten Lichtmikroskop-Untersuchungen zeigen, ändert

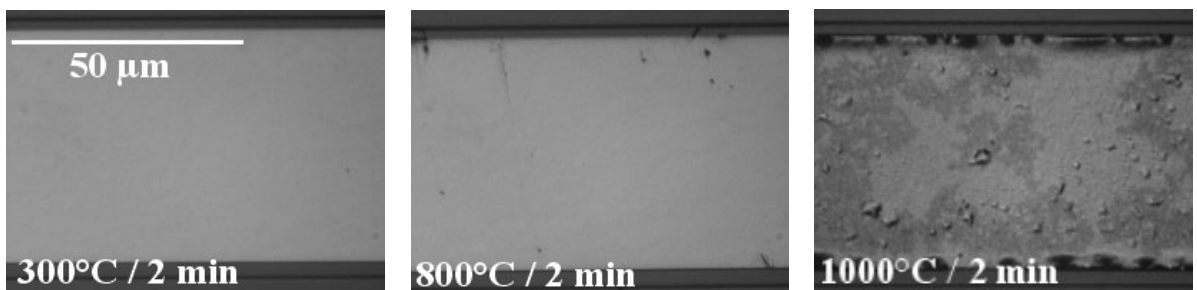


Abbildung 4.11: Mikroskopaufnahmen der Oberflächenmorphologie von Ti-Kontakten (100 nm) auf n-GaN nach dem Legierschritt. Eine Veränderung der Oberfläche ist erst ab Legiertemperaturen von mehr als 800°C zu beobachten.

4 Elektrische Kontakte

sich die Morphologie der Kontakte bis zu einer Temperatur von 800 °C nur geringfügig, bei höheren Temperaturen kommt es zur Bildung einzelner Metallinseln (balling-up Effekt) und die Oberfläche wird rauer.

4.3.1.2 Nickel

Die in Abbildung 4.12 gezeigten IU-Kennlinien von Nickel (100 nm) auf n-dotiertem GaN zeigen deutlich, warum diese Metallisierung niemals Gegenstand von Publikationen über ohmsche Kontakte auf n-Galliumnitrid war. Nur für 900 °C Legiertemperatur war es möglich, ohmsches Verhalten zu erzielen, wobei der ermittelte spezifische Kontaktwiderstand bei $1.8 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$ liegt. Der erneute Einbruch bei höheren Temperaturen lässt sich verstehen, wenn man die in Abbildung 4.13 dargestellten Oberflächen betrachtet. Während sich für Legiertemperaturen kleiner 700 °C nur geringfügige Morphologieänderungen ergeben, setzt der balling-up Effekt ab ca. 800 °C ein und führt zu einer vollständigen Bildung von Metallinseln bei 1000 °C. Man kann hier nicht mehr von einem grossflächigen Kontakt sprechen, sondern muss davon ausgehen, dass bei der Messung der Kontakt nur durch die verwendete Nadel gebildet wird. Zum balling-up von Nickel ist ein Aufschmelzen der Metallisierung offensichtlich nicht notwendig, da der Schmelzpunkt von Nickel mit 1455 °C deutlich über der Legiertemperatur von 1000 °C liegt. Über die Bildung einer möglichen

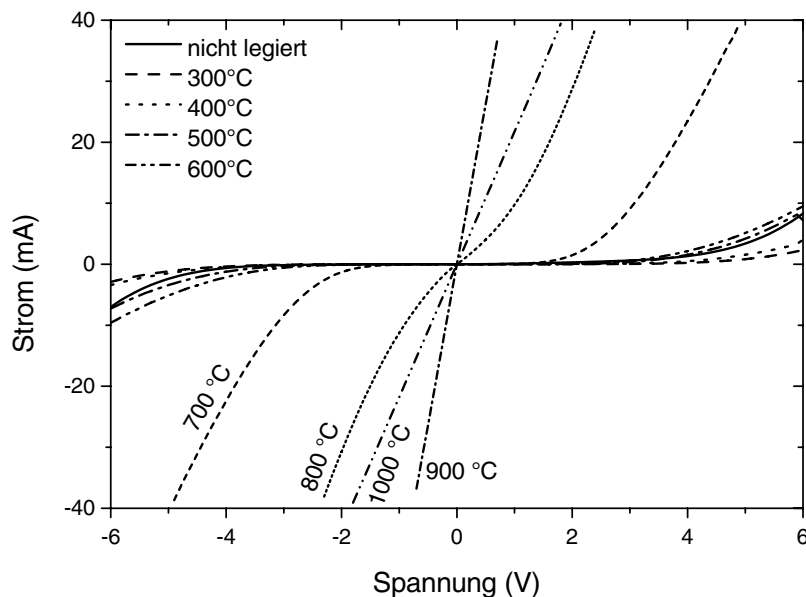


Abbildung 4.12: Einfluss von 2 min Legieren auf die IU-Kennlinien von Ni-Kontakten (100 nm) auf n-GaN. Ohmsche Kontakte sind nur oberhalb von 900 °C gemessen worden. Die untersuchten Kontakte haben einen Abstand von $20 \mu\text{m}$ und eine Fläche von $50 \times 200 \mu\text{m}^2$.

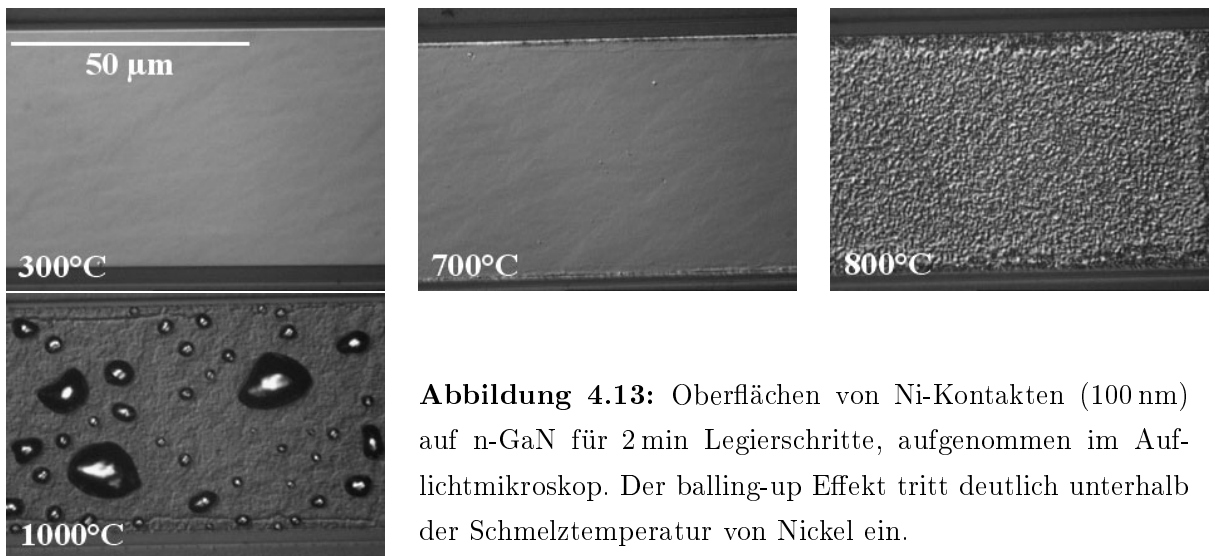


Abbildung 4.13: Oberflächen von Ni-Kontakten (100 nm) auf n-GaN für 2 min Legierschritte, aufgenommen im Auflichtmikroskop. Der balling-up Effekt tritt deutlich unterhalb der Schmelztemperatur von Nickel ein.

eutektischen Schmelze mit GaN sind keinerlei Informationen bekannt.

4.3.1.3 Aluminium

Die in Abbildung 4.14 gezeigten Strom-Spannungskennlinien von Al-Kontakten (100 nm) zeigen ohmsches Verhalten für die nicht getemperte Metallisierung mit einem spezifischen Kontaktwiderstand von $7 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$. Dieser Wert ist ausreichend klein, um Aluminium als ungetemperte Kontakt einsetzen zu können. Für niedrige Legiertemperaturen zeigen dieselben Kontakte Schottky-Verhalten, werden aber in einem Temperaturbereich von 550°C bis 600°C wieder ohmsch. Ab 600°C beginnt Aluminium Inseln zu bilden, deren

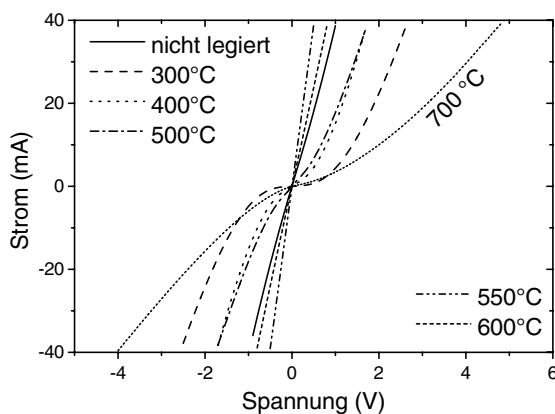


Abbildung 4.14: UI-Kennlinien legierter Al-Kontakte für Temperzeiten von 2 min. Nach dem 700°C -Schritt kann aufgrund der Morphologie nicht mehr davon ausgegangen werden, dass der Kontakt durch die Metallisierung gebildet wird.

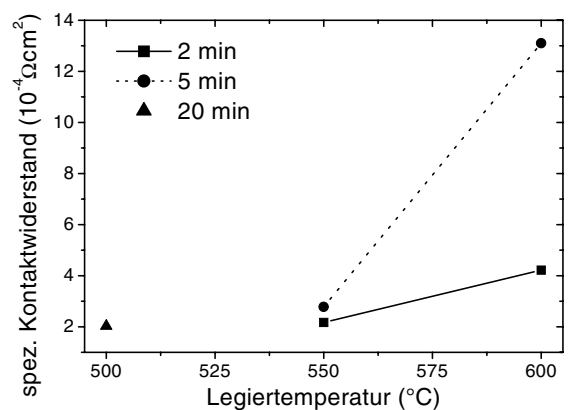


Abbildung 4.15: Spezifischer Kontaktwiderstand der Al-Kontakte nach verschiedenen Legierschritten.

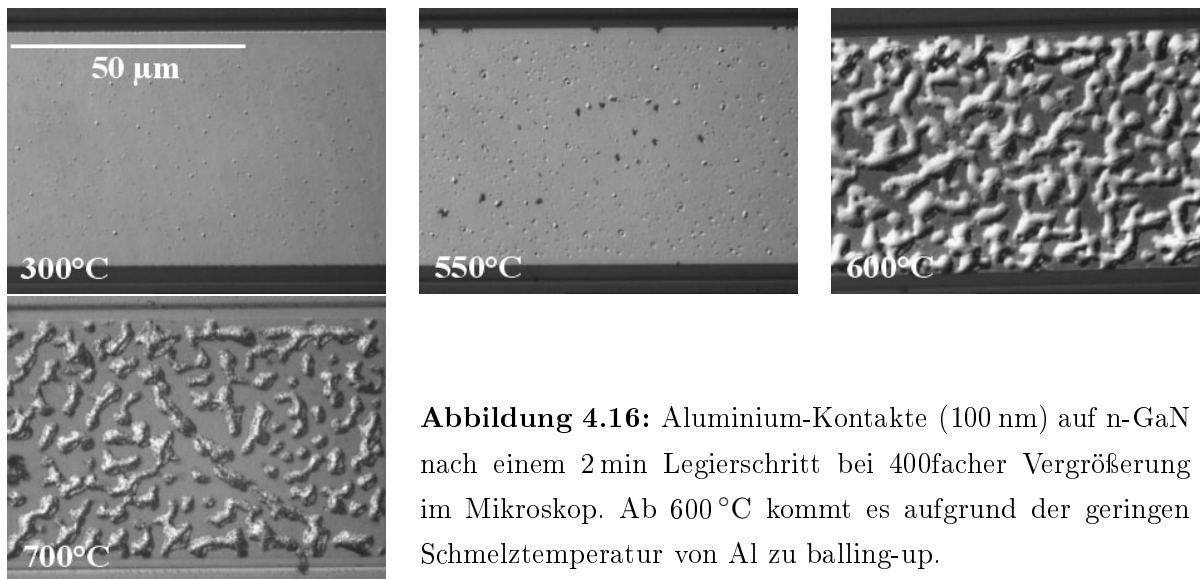


Abbildung 4.16: Aluminium-Kontakte (100 nm) auf n-GaN nach einem 2 min Legierschritt bei 400facher Vergrößerung im Mikroskop. Ab 600 °C kommt es aufgrund der geringen Schmelztemperatur von Al zu balling-up.

Anzahl mit steigender Legiertemperatur zunimmt, sodass keine geschlossene Kontaktfläche zurückbleibt (Abb. 4.16). Die Ursache hierfür ist in den physikalischen Eigenschaften von Aluminium zu finden, dessen Schmelztemperatur bei ca. 660 °C liegt [78]. Die anfängliche Degradation bei Aluminium-Kontakte wurde auch von anderen Gruppen beobachtet [87] und ist darauf zurückzuführen, dass Temperaturen im Bereich von 600 °C erforderlich sind, um Reaktionen zwischen Al und GaN zu ermöglichen [84]. Dabei entsteht ein dünner AlN-Film [84] oder eine Al-Ga-N Grenzflächenschicht [88], die aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration im Bereich der GaN-Oberfläche (gebildet durch Ausdiffusion von Stickstoff) durchtunnelt werden kann. Mit den erzielten spezifischen Kontaktwiderständen von $2 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ (Abb. 4.15) liegt man im selben Bereich wie bei den oben beschriebenen Ti-Kontakte, allerdings ist die erforderliche Temperatur deutlich geringer. Bei der Herstellung ohmscher Kontakte mit Al muss man jedoch zweierlei berücksichtigen [86]: zum einen den durch den niedrigen Schmelzpunkt von 660 °C bedingten frühen Einsatz von strukturellen Veränderungen der Kontakte und zum anderen die Reaktionsfreudigkeit dieser Metallisierung mit Sauerstoff. Vor allem letztere Eigenschaft bewirkt eine schnelle Degradation der Kontakteigenschaften.

4.3.2 Zweischicht-Kontakte auf Si-dotiertem GaN

Keine der bisher gezeigten Einzelmetallisierungen eignet sich zur Herstellung von n-Kontakten, da entweder das Temperaturfenster zur Herstellung ohmscher Kontakte zu klein ist oder die thermische Stabilität nicht ausreicht. In diesem Kapitel sollen Zweischichtsysteme untersucht werden, wobei hauptsächlich Gold als Deckschicht zum Einsatz kommt. Nicht betrachtet werden Al/Au-Kontakte, da beide Metalle ab 600 °C zur Inselbil-

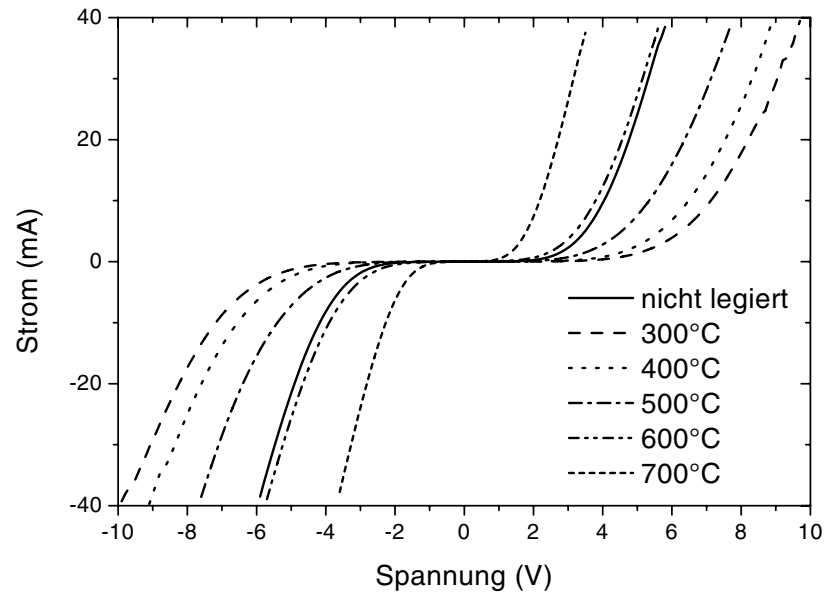


Abbildung 4.17: Einfluss von 2 min Legieren auf UI-Verhalten von Ni/Au (20/200 nm) auf n-GaN. Die Kontakte sind $50\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ groß bei einem Abstand von $20\ \mu\text{m}$.

nung neigen und somit keine temperaturstabilen Kontakte liefern. Stattdessen wird hier auf Ti/Al-Schichten eingegangen, die Gegenstand vieler Veröffentlichungen sind.

4.3.2.1 Nickel - Gold

Obwohl die Untersuchungen an Nickel-Kontakten gezeigt haben, dass mit dieser Metallisierung ohmsches Verhalten nur für eine Legiertemperatur von $900\ ^\circ\text{C}$ erzielt werden kann (Kap. 4.3.1), soll hier kurz auf Ni/Au-Kontakte eingegangen werden. Zum einen spielen sie eine wesentliche Rolle bei der Entwicklung von thermisch stabilen Kontakten [89], zum anderen werden sie bei Schnelltests sowohl als p- als auch für n-Kontakte eingesetzt.

Die Ni/Au-Kontakte (20/200 nm) zeigen für den gesamten untersuchten Temperaturbe-

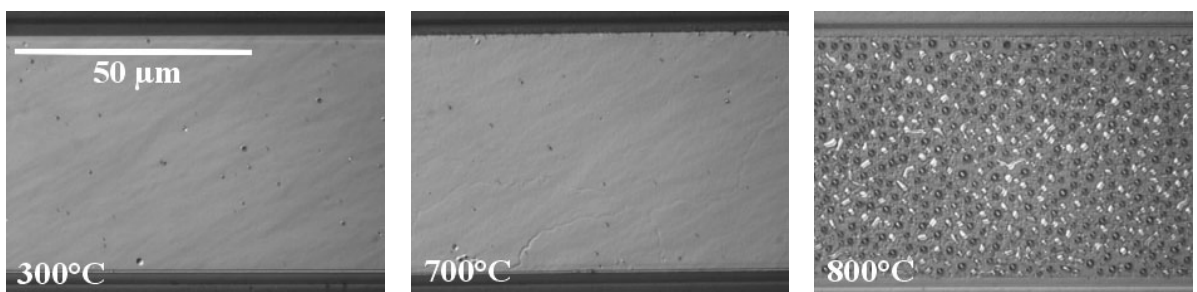


Abbildung 4.18: Mikroskopaufnahmen der Oberflächenbeschaffenheit von Ni/Au-Kontakten (20/200 nm) nach dem Legieren (2 min) in Stickstoffatmosphäre.

4 Elektrische Kontakte

reich Schottky-Verhalten (Abb. 4.17) und verhalten sich ähnlich wie reine Nickel-Schichten. Diese Ähnlichkeit setzt sich bei den morphologischen Untersuchungen fort: beide verändern ihre Oberfläche erst ab Temperaturen größer 700 °C (vgl. Abb. 4.13 und 4.18). Während jedoch Ni-Kontakte erst im Bereich von 1000 °C Metallinseln ausbilden, findet bei Ni/Au-Kontakten eine vollständige Auflösung der Metallisierung in einzelne Metaldots bereits bei 800 °C statt (Abb. 4.18). Dazu ist ein Aufschmelzen der Metalle notwendig, wozu gemäß dem Phasendiagramm dieser Materialien eine Temperatur von mindestens 955 °C notwendig ist [90]. Dies bedeutet jedoch, dass die an der Unterseite des Chucks gemessene Temperatur deutlich von derjenigen abweicht, die auf der Probenoberseite zu finden ist.

4.3.2.2 Titan - Gold

Ti/Au-Kontakte wurden Mitte der 90er Jahre als n-Kontaktmetallisierungen auf GaN eingesetzt [13]. Im Rahmen dieser Arbeit soll hier sowohl der Einfluss der Schichtdicke von Titan, als auch das Legierverhalten untersucht werden. In Abbildung 4.19 sind die Kennlinien ungetemperter und legierter Kontakte dargestellt. Die Dicke der Ti-Schicht wurde dabei zwischen 5 und 40 nm variiert. Wie man anhand der IU-Kennlinien erkennen kann, war es nicht möglich, ohmsches Verhalten zu erzielen. Dieses Ergebnis ist in guter

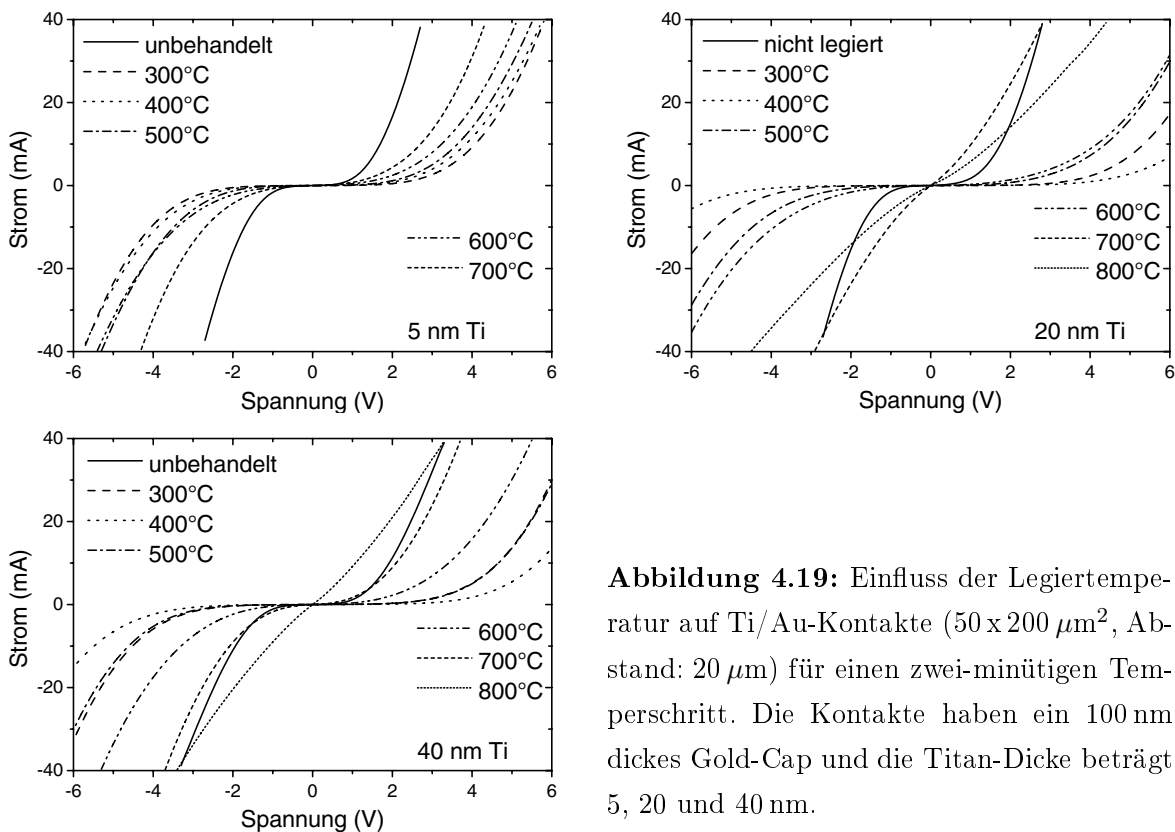


Abbildung 4.19: Einfluss der Legiertemperatur auf Ti/Au-Kontakte ($5 \times 200 \mu\text{m}^2$, Abstand: $20 \mu\text{m}$) für einen zwei-minütigen Tempereschritt. Die Kontakte haben ein 100 nm dickes Gold-Cap und die Titan-Dicke beträgt 5, 20 und 40 nm.

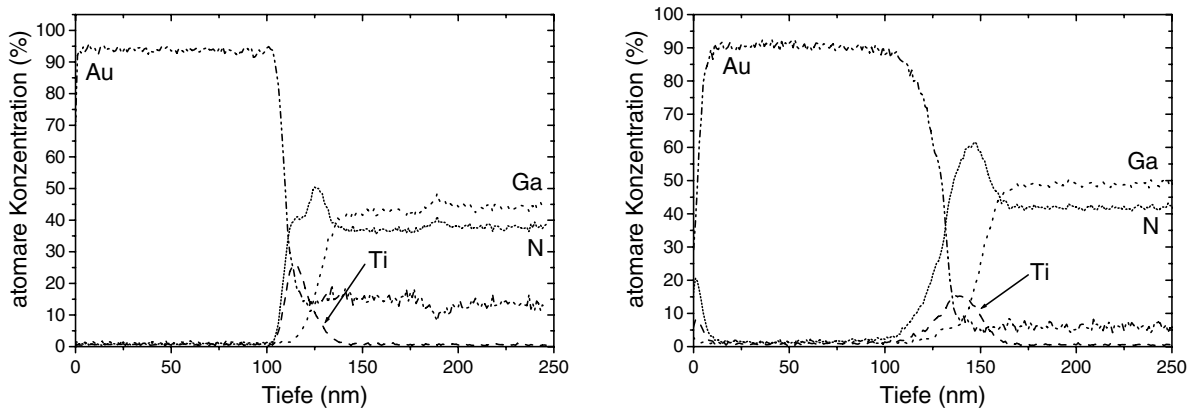


Abbildung 4.20: AES-Tiefenprofil von Ti/Au-Kontakten (5/100 nm) vor (links) und nach dem Legieren (600°C) (D. Selvanathan, ECE Dept., Univ. of Illinois at Urbana-Champaign, USA).

Übereinstimmung mit den Titan-Einzelschichten in Kapitel 4.3.1, obwohl diese ab 700°C ohmsch werden. Der Unterschied bei hohen Temperaturen lässt sich erklären, wenn man die Auger-Messungen (Abb. 4.20) und die Oberflächenmorphologie (Abb. 4.21) berück-

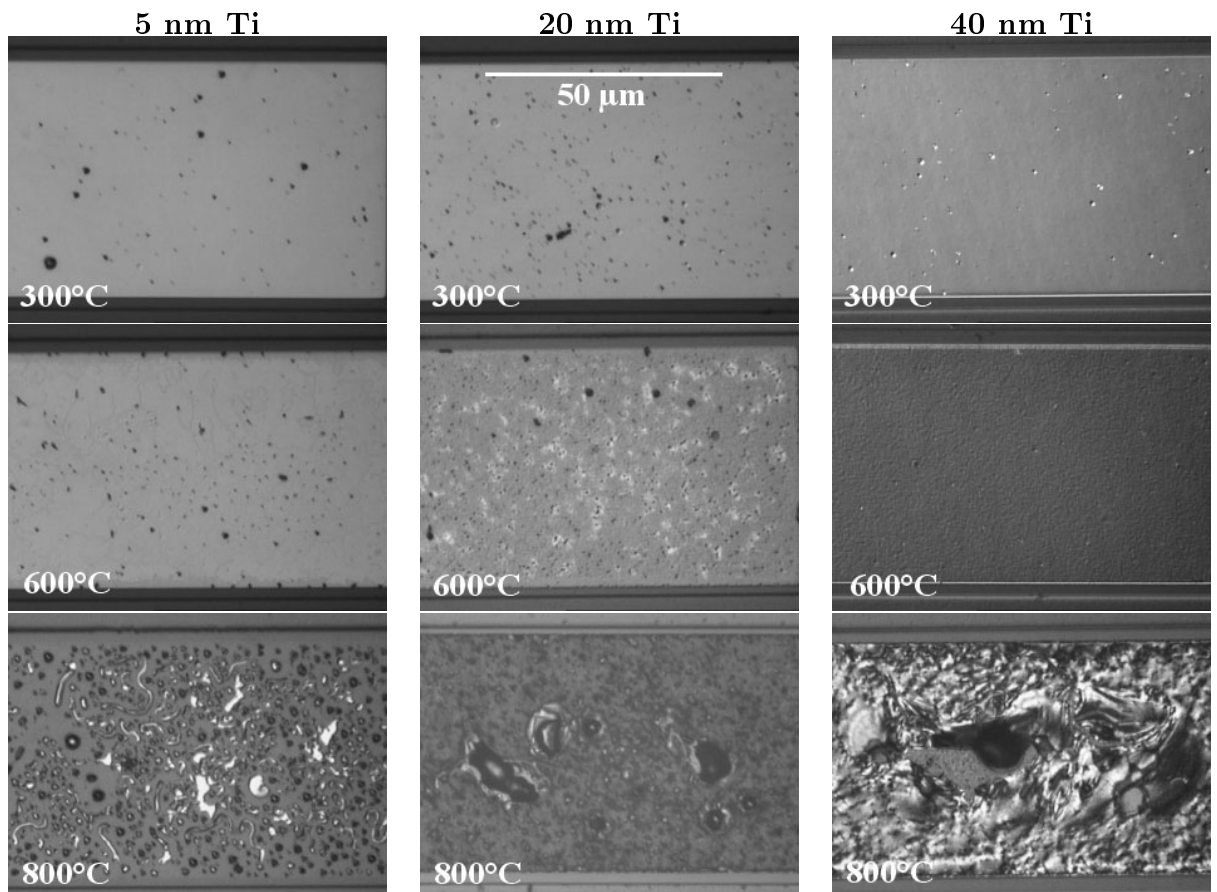


Abbildung 4.21: Oberflächen der Ti/Au-Kontakte nach Legieren (2 min) in N_2 -Atmosphäre.

4 Elektrische Kontakte

sichtigt. Abbildung 4.20 zeigt ein AES-Tiefenprofil des Ti/Au-Kontaktes (5/100 nm) im unbehandelten Zustand (links) und nach einem 2 min Temperschnitt bei 600°C (rechts). Man erkennt deutlich die zunächst scharfen Grenzen, die nach dem Legierschritt verwischen. Gold dringt bis zur GaN-Oberfläche vor und beeinflusst maßgeblich das Kontaktverhalten. Gleichzeitig verändert sich die Oberfläche von Ti/Au-Kontakten bereits bei Temperaturen von 600°C, während Ti-Schichten erst ab 800°C zur Bildung von Metallinseln neigen. Dies liegt an der Gold-Schicht: je dicker der Titan-Layer ist, desto stabiler ist der Kontakt gegen Temperatureinflüsse (Abb. 4.21).

4.3.2.3 Titan - Aluminium

Parallel zu den Untersuchungen an Ti/Au-Kontakten wurden von vielen Forschungsgruppen Ti/Al-Schichten auf ihre Eignung als Kontakte auf n-dotiertem Galliumnitrid überprüft. Bald stellte sich ihre Überlegenheit gegenüber den Ti/Au-Kontakten heraus, die sich vor allem in den ein bis zwei Größenordnungen kleineren spezifischen Kontaktwiderständen widerspiegelt [91].

In Abbildung 4.22 sind die Strom-Spannungs-Kennlinien von Ti/Al-Kontakten dargestellt, bei denen die Titan-Schichtdicke zwischen 5 und 40 nm bei konstanter Aluminiumdicke (100 nm) variiert wurde. Bei allen Kontakten zeigt sich eine Verschlechterung der Kontakteigenschaften bei niedrigen Legiertemperaturen in Vergleich zu den nicht getemperten Schichten. Dies ist auf eine sperrende Schicht zurückzuführen [92], die sich durch Ausdiffusion von Stickstoff aus dem Halbleiter bildet. Mit zunehmender Temperatur diffundiert Aluminium in diese Schicht und in den Bereich der Metall-Halbleiter-Grenzschicht und bildet AlN oder eine stabile Ti-Al-N Phase [89], die aufgrund ihrer Austrittsarbeit die Bildung ohmscher Kontakte ermöglichen. Dies zeigt sich auch bei einem Vergleich der Kennlinien für eine Legiertemperatur von 500°C: während für Ti-Dicken ≤ 10 nm die Kennlinien bereits ohmsch sind, reicht diese Temperatur noch nicht aus, um ausreichend Aluminium durch 40 nm Titan diffundieren zu lassen.

Die Diffusion von Aluminium durch die Titan-Schicht und somit die mögliche Bildung einer Ti-Al-N Phase an der Halbleiteroberfläche wird auch durch das AES-Tiefenprofil in Abbildung 4.23 bestätigt. Während das Profil von Aluminium vor dem Legieren (links) noch steil ist, ist nach dem Tempern (rechts) ein erhöhter Al-Anteil im Bereich der Metall-Halbleiter-Grenzfläche zu finden. Gleichzeitig diffundiert Stickstoff aus dem Galliumnitrid in die Metallschicht, sodass die drei Atomsorten in diesem Bereich vertreten sind.

Vergleicht man die gemessenen spezifischen Kontaktwiderstände in Abhängigkeit der Metallkomposition und der Legierzeit und -temperatur (Abb. 4.22), so zeigt sich, dass mit einem 30 s langen Temperschnitt bei 700°C die besten Ergebnisse bei allen Ti-Dicken er-

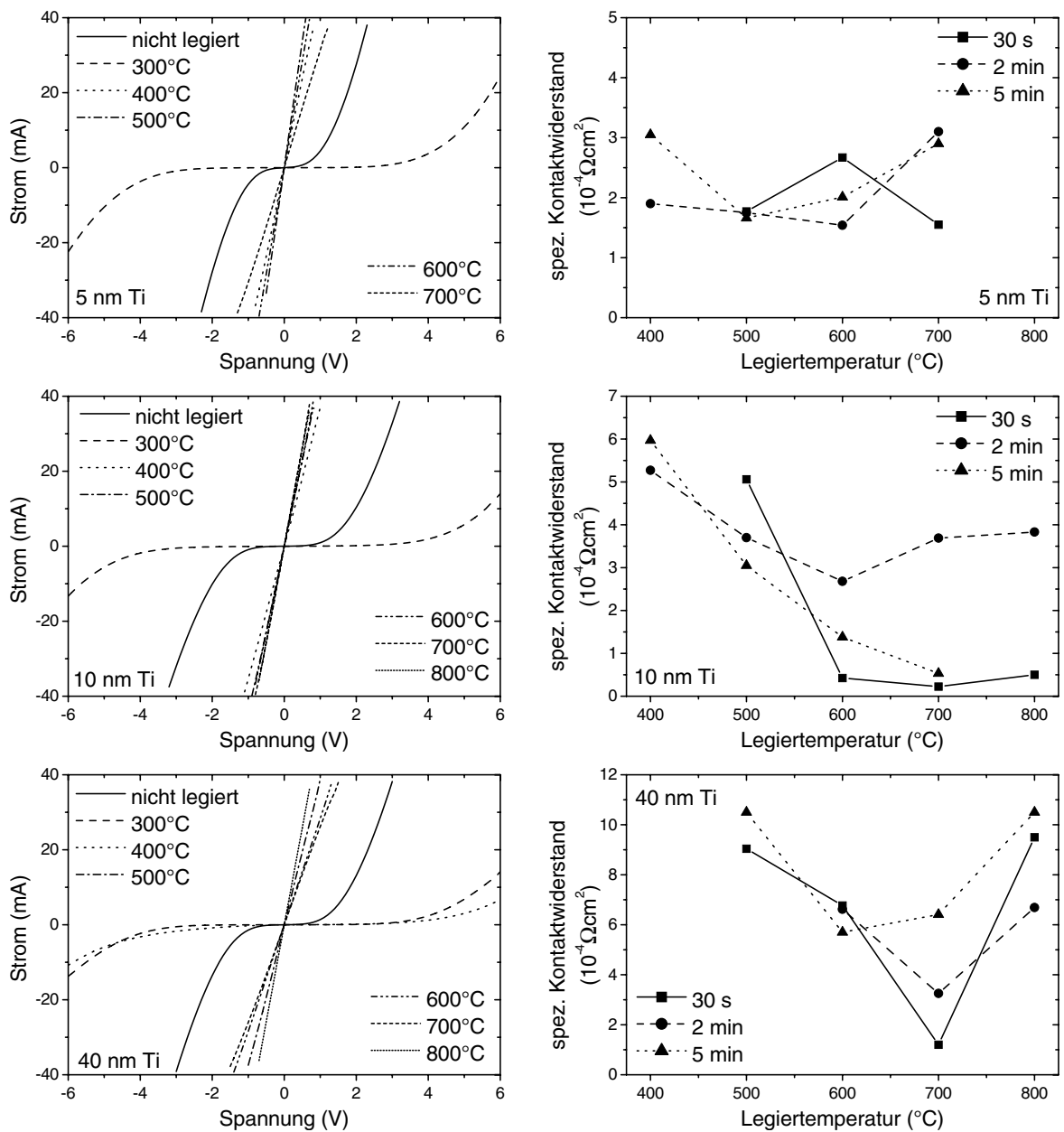


Abbildung 4.22: UI-Kennlinien (links) und spezifischer Kontaktwiderstand (rechts) von legierten und unlegierten Ti/Al-Kontakten. Die Kontakte haben eine 100 nm dicke Al-Deckschicht, die Ti-Dicke variiert zwischen 5, 10 und 40 nm. Die UI-Kennlinien wurden jeweils nach einem 2-minütigen Temperschnitt gemessen, wobei die 50 x 200 μm^2 großen Kontakte 20 μm Abstand hatten.

zielt wurden. Mit einer Ti-Dicke von 10 nm wurde dabei $\rho_C = 2.2 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ ermittelt. Dieser Wert ist eine Größenordnung besser als die Ergebnisse für 5 nm ($1.55 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$) und 40 nm ($1.2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$) Titan. Die erzielten spezifischen Kontaktwiderstände liegen in der gleichen Größenordnung wie früher publizierte Werte anderer Gruppen [93, 89].

4 Elektrische Kontakte

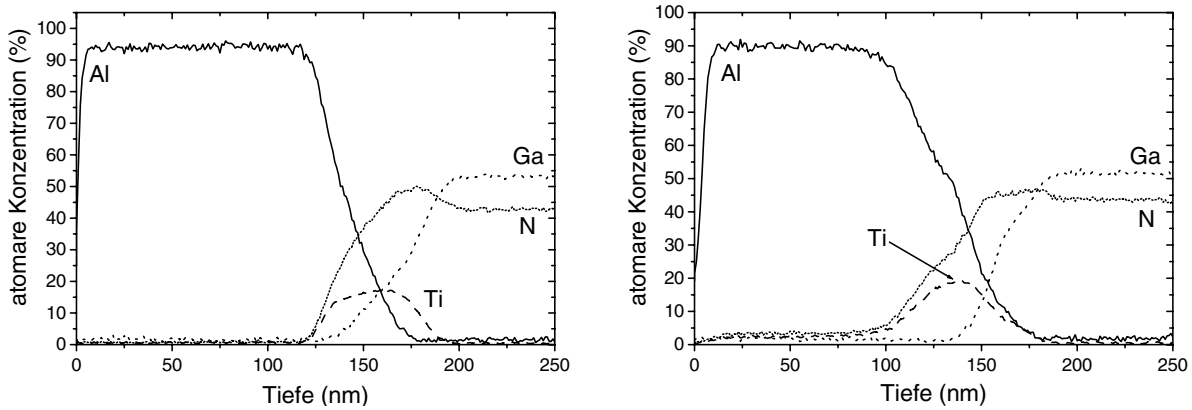


Abbildung 4.23: AES-Tiefenprofil von Ti/Al-Kontakten (5/100 nm) vor (links) und nach (rechts) Tempern bei 600°C (D. Selvanathan, ECE Dept., Univ. of Illinois, Urbana-Champaign, USA).

Neben der elektrischen Überlegenheit dieses Kontaktsystems gegenüber reinen Al-Kontakten kann man an Abbildung 4.24 die strukturellen Vorteile einer Ti-Zwischenschicht erkennen. Während nach einem Legierschritt (2 min) bei 600°C Al-Kontakte bereits kei-

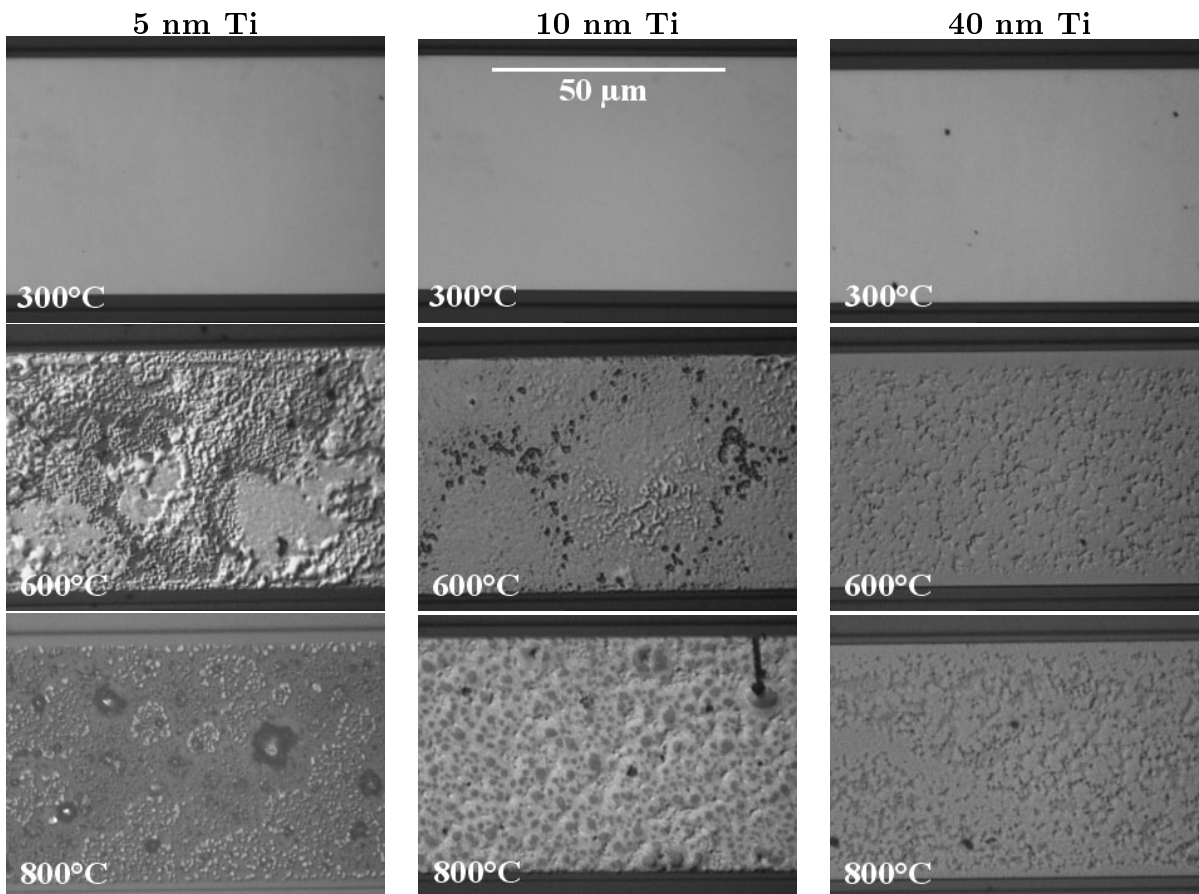


Abbildung 4.24: Oberflächen von Ti/Al-Kontakten auf n-GaN nach Tempern (2 min) im RTA.

ne geschlossenen Metallisierungen mehr bilden (Abb. 4.16), genügt ein 5 nm dicker Ti-Interlayer, um dieses Problem bis zu einer Temperatur von 800°C hinauszuzögern. Mit zunehmender Dicke der Titan-Schicht werden die Kontakte strukturell stabiler gegen Hochtemperatur-Legierschritte.

4.3.3 Das Mehrschichtsystem Ti/Al/Ni/Au

Aus den bisherigen Betrachtungen von Metallisierungen auf Si-dotiertem Galliumnitrid geht hervor, dass Ti/Al-Kontakte die besten elektrischen Eigenschaften aufweisen, sie genügen aber nicht den Anforderungen an die thermische Stabilität. Ni/Au-Kontakte auf der anderen Seite zeigen nicht das notwendige sperrfreie Kontaktverhalten, sie verändern jedoch bis 700°C ihre Morphologie nur geringfügig. In diesem Kapitel wird deshalb untersucht, inwieweit eine Kombination der elektrischen Eigenschaften von Ti/Al-Kontakten und der thermischen Stabilität von Ni/Au möglich ist.

4.3.3.1 Einfluss der Titan-Schichtdicke

Ausgangspunkt bei diesen Untersuchungen waren Ti/Al/Ni/Au-Kontakte mit 20 nm Titan gefolgt von 120 nm Aluminium und einer 20 nm dicken Nickel-Schicht. Abgeschlossen wird die Metallisierung mit 80 nm Gold. Mit dieser Schichtfolge werden in der Abteilung Elektronische Bauelemente und Schaltung der Universität Ulm temperaturstabile GaN/AlGaN-Feldeffekttransistoren hergestellt [94]. Die in Abbildung 4.25 dargestellte Strom-Spannungs-Kennlinien zeigen ab einer Legiertemperatur von 600°C ohmsches Verhalten. Diese Temperatur liegt ca. 200°C höher als die notwendige Temperatur für die vergleichbaren Ti/Al-Schichten aus Kapitel 4.3.2.3. Die zugehörigen spezifischen Kon-

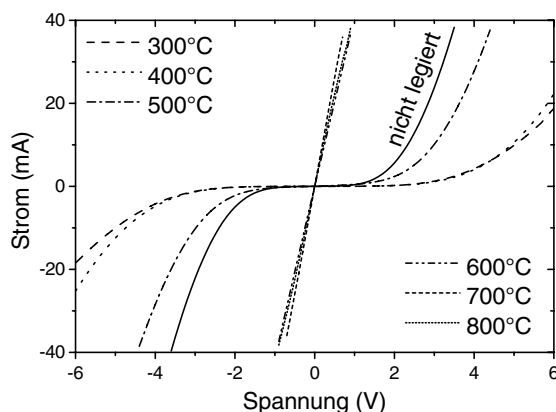


Abbildung 4.25: UI-Kennlinien legierter Ti/Al/Ni/Au-Kontakte (50 x 200 μm^2 , Abstand 20 μm) mit einer Ti-Dicke von 20 nm.

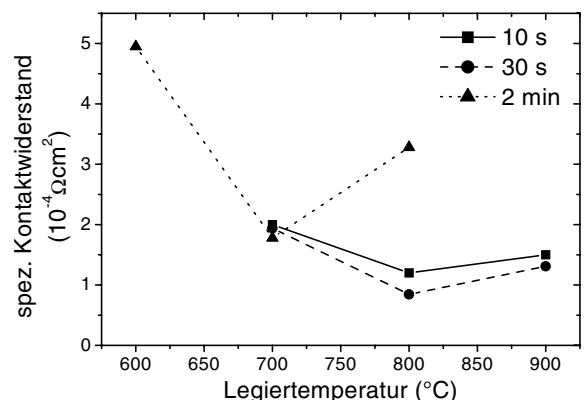


Abbildung 4.26: Spezifischer Kontaktwiderstand der Ti/Al/Ni/Au-Kontakte für verschiedene Legierschritte.

4 Elektrische Kontakte

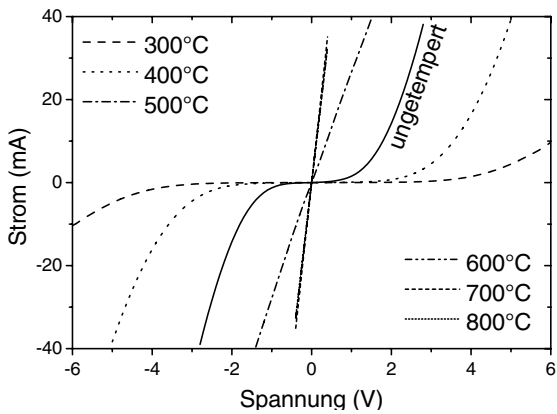


Abbildung 4.27: UI-Kennlinien legierter (2 min) Ti/Al/Ni/Au-Kontakte mit einer Ti-Dicke von 5 nm. Die Kontakte hatten eine Größe von $50 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m}$ Abstand.

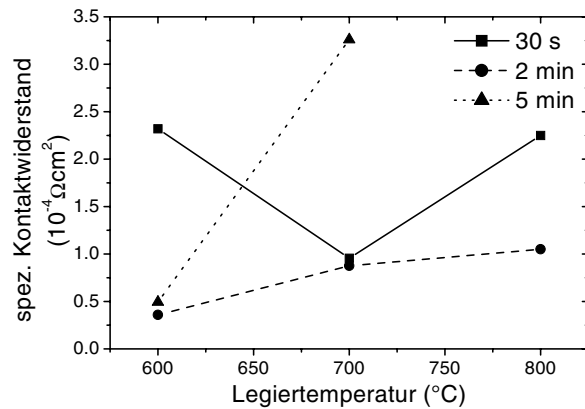


Abbildung 4.28: Spezifischer Kontaktwiderstand der Ti/Al/Ni/Au-Kontakte aus Abbildung 4.27 für verschiedene Legierschritte.

taktwiderstände erreichen vergleichbare Werte, wobei das Optimum von $8,5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ für einen 30 s Legierschritt bei 800°C erzielt wird (Abb. 4.28).

Aus den Untersuchungen von Ti/Al-Metallisierungen geht hervor, dass die besten Kontakteigenschaften für dünnere Ti-Schichten erzielt wurden, wobei diese Ergebnisse zudem bei niedrigeren Legiertemperaturen erreicht werden konnten. Aus diesem Grund wurde die Schichtdicke von Titan bei ansonsten gleichbleibenden Schichtdicken der anderen Metalle auf 5 nm reduziert. Die in Abbildung 4.27 gezeigten IU-Kennlinien zeigen den erwarteten Temperaturrückgang auf 500°C , ab dem ohmsches Verhalten erreicht wird. Auch die zugehörigen spezifischen Kontaktwiderstände (Abb. 4.28) sind etwas besser als die der Kontakte mit 20 nm Ti (Abb. 4.26). Der niedrigste Wert von $3,6 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ wurde für 600°C und 2 min Legieren erreicht und liegt in der gleichen Größenordnung wie die Bestwerte reiner Ti/Al-Kontakte.

Abbildung 4.29 zeigt das AES-Tiefenprofil des Ti/Al/Ni/Au-Kontakts mit 5 nm Titan. Im unlegierten Zustand (links) erkennt man die scharfe Abgrenzung der einzelnen Metalle. Nach dem Tempern bei 600°C sind diese nicht mehr erkennbar, vielmehr zeigt sich eine vollständige Durchmischung der Metalle, die bis zu 200 nm in den Halbleiter eindringen. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Mikrostrukturuntersuchungen an vergleichbaren Metallschemata [92, 95], bei denen Mischphasen der Metalle (z.B. NiAl, Al_2Au , Al_3Ti) in der gesamten Metallschicht, unabhängig vom Abstand zur Halbleiteroberfläche, gefunden wurden. Das Eindringen der Metalle in den Halbleiter zeigt sich auch bei der Verwendung dieser Kontakte bei elektronischen Bauelementen, bei denen die Deckschicht durchdrungen und der darunter befindliche, leitende Kanal kontaktiert wird [94]. Bei einer Eindringtiefe von etwa 200 nm ist es möglich, den p-dotierten Bereich einer LED kurzzuschließen und

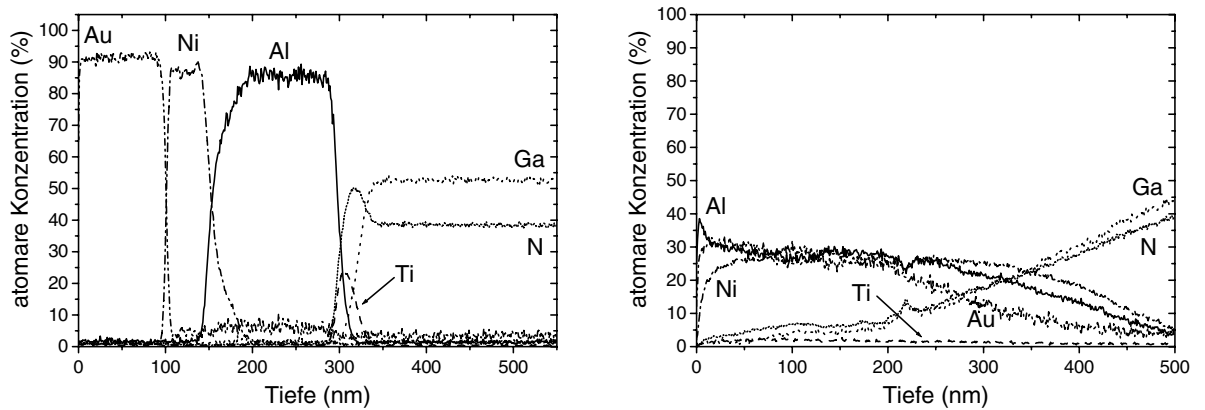


Abbildung 4.29: AES-Tiefenprofil von Ti/Al/Ni/Au-Kontakten (5/120/20/80 nm) vor (links) und nach dem Legieren bei 600°C (D. Selvanathan, ECE Dept., University of Illinois at Urbana-Champaign, USA).

den n-Bereich zu kontaktieren, wenn man davon ausgeht, dass der p-Bereich ca. 100 nm dick ist und die aktive Zone eine Gesamtdicke von ca. 50 nm besitzt.

Vergleicht man die Abbildungen 4.24 und 4.30, so erkennt man, dass durch die hinzugefügte Cap-Schicht aus Nickel und Gold die thermische Stabilität tatsächlich erhöht wurde. Während bei Ti/Al-Metallisierungen (5/100 nm) bei Temperaturen von mehr als 600°C Inselbildung auftritt, zeigen die vergleichbaren Ti/Al/Ni/Au-Schichten eine intakte Metallisierung. Ein weiterer Vorteil der Ti/Al/Ni/Au-Schichtfolge ist die Unterdrückung eines Oberflächenoxids auf dem Kontakt. Bei Ti/Al-Kontakten muss aufgrund der Reaktivität von Aluminium mit dem Luftsauerstoff damit gerechnet werden, dass innerhalb kürzester Zeit Aluminiumoxid auf der Metallisierung gebildet wird.

4.3.3.2 Kontakte auf geätzten Oberflächen

Alle bisher gezeigten Ergebnisse für Kontakte auf Si-dotiertem Galliumnitrid wurden abgesehen von der organischer Reinigung auf unbehandelten Oberflächen erzielt. Am realen Bauelement werden die n-Kontakte jedoch auf dem geätzten Halbleiter am Fuße der Mesa platziert. Wie zuvor gezeigt, ist es zwar möglich, mit den Ti/Al/Ni/Au-Kontakten den p-Bereich und die aktive Zone zu durchdringen und das n-Gebiet zu kontaktieren,

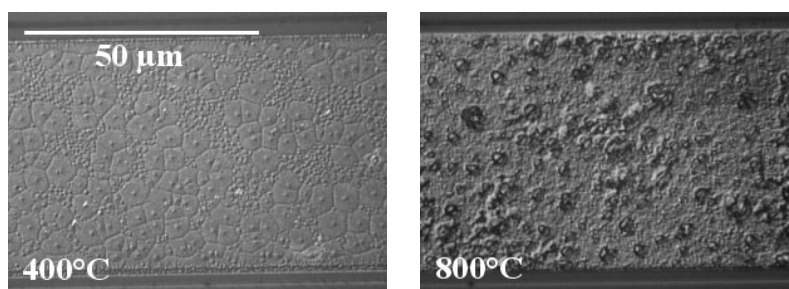


Abbildung 4.30: Oberflächen von Ti/Al/Ni/Au-Kontakten (5/120/20/80 nm) auf n-GaN nach 2 Minuten Tempern im RTA.

4 Elektrische Kontakte

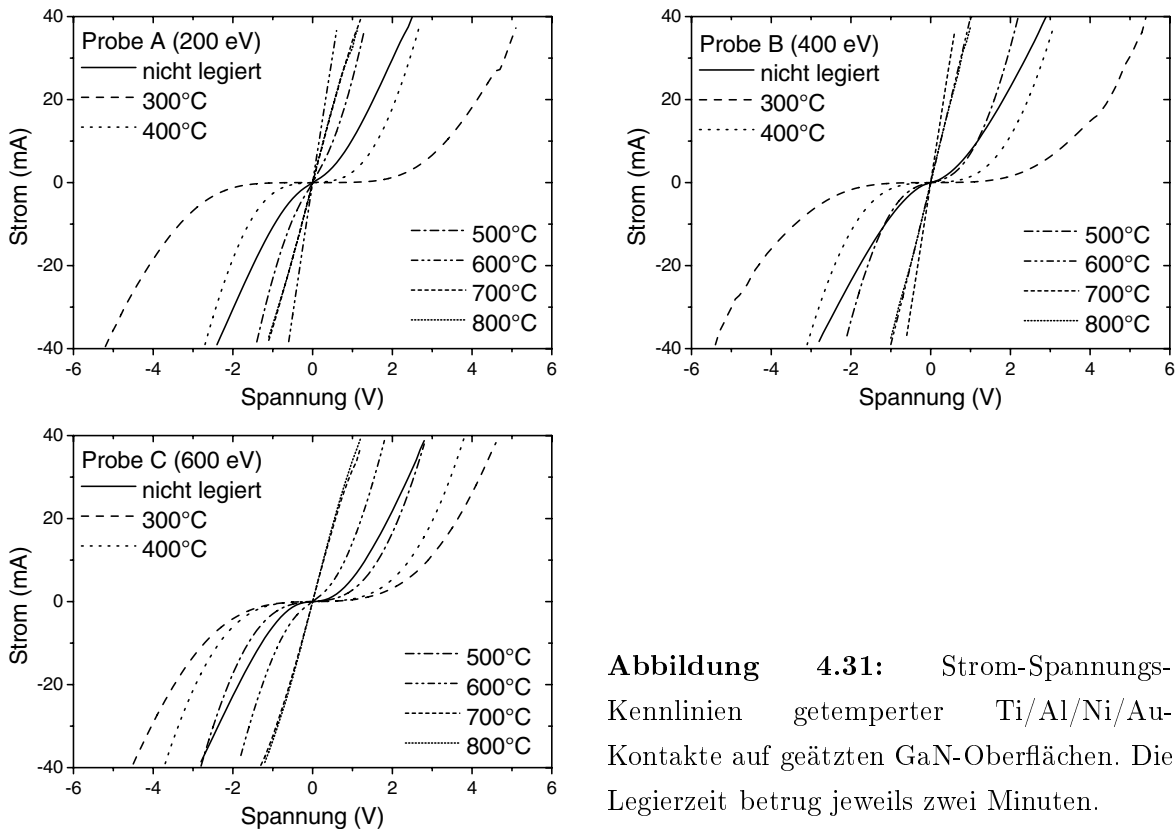


Abbildung 4.31: Strom-Spannung-Kennlinien getemperter Ti/Al/Ni/Au-Kontakte auf geätzten GaN-Oberflächen. Die Legierzeit betrug jeweils zwei Minuten.

um jedoch eine definierte Bauelementgeometrie und Auskoppelverhalten der LED zu erhalten, muss eine Mesastruktur geätzt werden. Durch den Trockenätzprozess werden im oberflächennahen Bereich Defekte generiert (siehe auch Kap. 3), die das Verhalten der Kontakte signifikant verändern können [70, 96, 97]. Deshalb wurden die oben genannten Ti/Al/Ni/Au-Kontakte mit einer Titandicke von 5 nm auf geätzten Oberflächen untersucht. Drei Proben mit identischer Dotierung wurden mit dem in Kapitel 3.4.3 gezeigten CAIBE-Verfahren geätzt, wobei Probe A mit einer Ionenenergie von 200 eV, Probe B mit 400 eV und Probe C mit 600 eV beschossen wurde. Dadurch ist es möglich, den Einfluss unterschiedlich starker Schädigung der Kristallstruktur unterhalb des Kontaktes zu untersuchen.

Vergleicht man zunächst die Kennlinien der nicht legierten Kontakte in Abbildung 4.31, so erkennt man, dass keiner der Kontakte sperrfrei ist. Die Barriere nimmt jedoch mit verminderter Ionenenergie und somit geringerer Kristallschädigung ab. In der Literatur finden sich unterschiedliche Ergebnisse: durch die Verwendung von Plasmaätzverfahren erzielt man ohmsche Kennlinien auf trocken geätzten GaN-Oberflächen, wobei die Ursache für die verbesserten Kontakteigenschaften auf Stickstofffehlstellen zurückzuführen ist, die als zusätzliche Donatoren wirken [93]. Bei Untersuchungen mit Ionenstrahlätzverfahren hingegen zeigen die Kontakte sperrendes Verhalten, wobei dies auf die gestörte Stöchio-

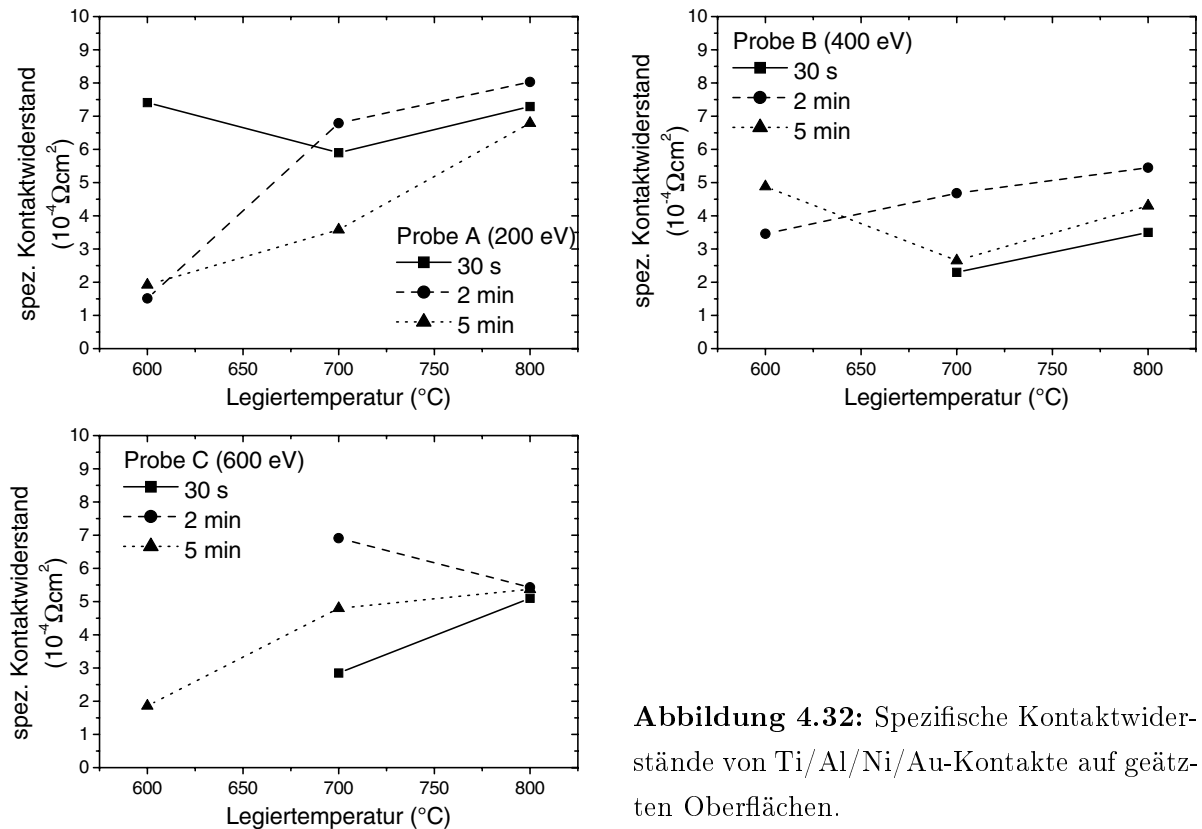


Abbildung 4.32: Spezifische Kontaktwiderstände von Ti/Al/Ni/Au-Kontakte auf geätzten Oberflächen.

metrie der Halbleiteroberfläche zurückgeführt wird [97, 96]. Dies führt bei der Herstellung von Schottky-Kontakten zu geringen Durchbruchspannungen und erhöhten Leckströmen, weshalb bei derartigen Systemen zumeist auf einen Trockenätzschritt verzichtet wird [98]. Legt man für die folgenden Betrachtungen die Theorie der gestörten Stöchiometrie zugrunde, so lassen sich die Ergebnisse erklären. Zum einen die zunehmende Barriere mit höherer Ionenenergie und zum anderen der Einfluss auf die Temperversuche: während für eine Ionenenergie von 200 und 400 eV die Kennlinien ab 600°C ohmsch werden, sind bei 600 eV bereits 700°C notwendig (Abb. 4.31). Die Bildung sperrfreier Kontakte kann dabei über zwei Effekte erklärt werden: zum einen kann bei höherer Temperatur und konstanter Zeit die Metallisierung weiter in den Kristall diffundieren und somit den gestörten Bereich kurzschließen [97], zum anderen konnte nachgewiesen werden, dass die durch Trockenätzen hervorgerufenen Schäden durch Temperschritte teilweise ausgeheilt werden können [70].

Abbildung 4.32 zeigt die zugehörigen spezifischen Kontaktwiderstände für Legierdauern von 30 s, 2 und 5 min. Das tendenzielle Temperaturverhalten ist dem der Metallisierung auf einer ungeätzten GaN-Oberfläche vergleichbar. Wie bei den UI-Kennlinien werden auch hier die besten Ergebnisse an Probe A erreicht, wobei der Bestwert von $1.51 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ ($600^{\circ}\text{C}/2 \text{ min}$) eine Größenordnung schlechter ist als der Wert für die nicht geätzte Probe.

4 Elektrische Kontakte

Mit diesen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass es zwar möglich ist, nichtsperrende Kontakte auf geätzttem Galliumnitrid herzustellen, die erreichte Qualität reicht jedoch nicht an die unbehandelten Proben heran. Ausgehend von den gezeigten Ergebnissen muss beim Ätzen darauf geachtet werden, möglichst wenig Defekte im Kristall zu erzeugen. Dies bedeutet, dass der Ätzvorgang – zumindest am Ende – mit Ionen niedriger Energie durchgeführt werden muss.

4.3.4 Bewertung der untersuchten n-Kontakte

Die als Einzelschichtkontakte untersuchten Metalle Ni und Ti zeigen zwar eine große Stabilität gegenüber thermischer Behandlung, sie zeigen jedoch zumeist sperrendes Verhalten. Mit einer Aluminiumschicht konnten ohmsche Kontakte mit spezifischen Kontaktwiderständen von bis zu $2 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ erzielt werden, aufgrund der niedrigen Schmelztemperatur von 660°C ist die Metallisierung nicht temperaturstabil. Bei den Zweischicht-Systemen konnte nur mit Ti/Al sperrfreie Kontakte hergestellt werden, wobei der beste spezifische Kontaktwiderstand von $2.2 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$ für 10 nm Ti und einen Legierschritt bei 700°C für 30 s gemessen wurde. Doch auch dieses Metallsystem zeigt nicht die erforderliche thermische Stabilität. Durch Kombination von Ti/Al mit einer Ni/Au-Deckschicht konnte ein Metallsystem demonstriert werden, das niederohmige ($\rho_C = 3.6 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$) und temperaturstabile Kontakte auf n-GaN ($n = 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $\mu_n = 180 \text{cm}^2/\text{Vs}$) liefert. Setzt man Ti/Al/Ni/Au auf einer trocken geätzten GaN-Oberfläche ein, so ist nach dem Tempern sperrfreies Kontaktverhalten möglich, der spezifische Kontaktwiderstand wird jedoch auf $1.51 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ erhöht. Beim Trockenätzprozess ist hierbei darauf zu achten, die Schäden im Kristall klein zu halten, d.h. es muss beim CAIBE-Ätzen mit niedrigen Ionenenergien gearbeitet werden.

4.4 Kontakte auf p-GaN

Folgt man der in Kapitel 4.1 gezeigten Theorie, dann müsste man im Idealfall für sperrfreie Kontakte auf p-dotiertem Galliumnitrid Metalle verwenden, deren Austrittsarbeit größer als die Summe von Bandabstand und Elektronenaffinität von GaN ist. Wie man Tabelle 4.1 entnehmen kann, erreicht kein Metall diesen Wert von 7.5 eV; mit 5.66 eV liegt die Austrittsarbeit von Platin am höchsten. Im Laufe der letzten Jahre wurde eine Vielzahl von Metallen in Kombination mit Oberflächenbehandlung und Temperschritten in unterschiedlichen Atmosphären untersucht [86, 99, 100, 35, 101]. Dabei zeigten sich Nickel, Palladium und Platin am geeignetsten. Deshalb beschränken sich die nachfolgenden Untersuchungen auf diese Kontaktschichten und ihre Kombination untereinander. Alle

Ergebnisse wurden auf LED-Strukturen, deren p-Gebiet 100 nm dick ist und die bei 800°C für 10 min aktiviert wurden, erzielt. Durch die Verwendung eines LED-Schichtaufbaus ist es möglich, bereits während dieser Experimente herauszufinden, ab welchen Legiertemperaturen das Metall bis in die aktive Zone dringt und somit den pn-Übergang der LED kurzschließt.

Die Löcherkonzentration der untersuchten Proben lag bei ca. $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die Beweglichkeit der Ladungsträger bei $10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Alle gezeigten UI-Kennlinien wurden an $50 \times 200 \mu\text{m}^2$ großen Kontakten mit einem Abstand von $20 \mu\text{m}$ gemessen.

4.4.1 Einzelschichtkontakte

4.4.1.1 Nickel

Abbildung 4.33 zeigt die UI-Kennlinien von 100 nm dicken Nickel-Kontakten auf p-GaN vor und nach einem 2 min Legierschritt im RTA. Im untersuchten Temperaturbereich zeigen nur die Kennlinien für 300°C und 400°C ohmsches Verhalten. Für eine Temperatur von 700°C steigt der gemessene Strom um mehrere Größenordnungen bei Spannungen größer 2 V. Dies deutet darauf hin, dass die Metallisierung während des Legiervorgangs bis in das n-Gebiet vorgedrungen ist und somit den p-Bereich kurzschließt. Durch die bessere Leitfähigkeit des n-Gebietes im Vergleich zum p-GaN verringert sich der Bahnwiderstand zwischen zwei Kontakten und man erhält einen erhöhten Stromfluss. Frühere Untersuchungen haben jedoch ergeben, dass die großflächige Eindringtiefe von Nickel in GaN bei 700°C nur wenige Nanometer beträgt [102, 86]. Somit erfolgte die Kontaktierung des n-Gebiets nicht über Diffusion von Nickel im GaN-Bulk-Material, vielmehr findet eine Migration des Metalls entlang von Defekten oder sogenannten Micropipes statt [103].

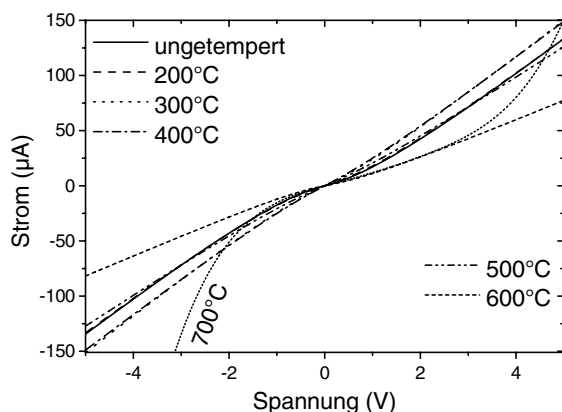


Abbildung 4.33: Einfluss von 2 min Legieren auf die UI-Kennlinien von Ni-Kontakten (100 nm) auf p-GaN.

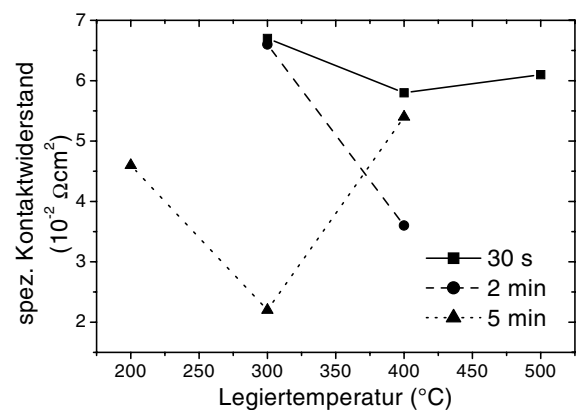


Abbildung 4.34: Spezifischer Kontaktwiderstand der Ni-Kontakte.

4 Elektrische Kontakte

Variiert man im Temperaturfenster für ohmsche Kennlinien die Dauer des Temperschnitts, so erhält man die in Abbildung 4.34 gezeigten spezifischen Kontaktwiderstände. Der beste Wert von $2.2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ wurde für 5 min bei 300°C erzielt. Wie bereits bei den Untersuchungen dieser Metallisierung auf Si-dotiertem GaN gezeigt (Kap. 4.3.1.2), ändert sich die Oberflächenmorphologie der Kontakte erst bei Temperaturen von mehr als 700°C , sodass die Morphologie hier keinen Einfluss auf die Kontakteigenschaften hat.

4.4.1.2 Palladium

Palladium-Kontakte sind im ungetemperten Zustand sperrend (Abb. 4.35). Im untersuchten Temperaturbereich konnten nur bei 400°C für 2 min ohmsche Kennlinien erzielt werden, wobei der spezifische Kontaktwiderstand zu $4.8 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ bestimmt wurde. Wie bereits bei den Nickel-Schichten beobachtbar, zeigt auch Palladium bei einer Legiertemperatur von 700°C einen um Größenordnungen höheren Stromfluss, der auf eine Kontaktierung der n-Schicht zurückgeführt werden kann.

Die Palladium-Schicht ändert bis zur Legiertemperatur von 700°C ihre Oberflächenmorphologie nur geringfügig. Betrachtet man jedoch die Kontakte nach der TLM-Messung erneut unter dem Mikroskop, so kann man die Aufsetzpunkte der Nadeln erkennen (Abb. 4.36). An diesen Stellen wurde der Kontakt bis auf den Halbleiter durchgestochen, was zwar keinen Einfluss auf die Messung hat, jedoch ein Indiz für die geringe Haftung des Metalls

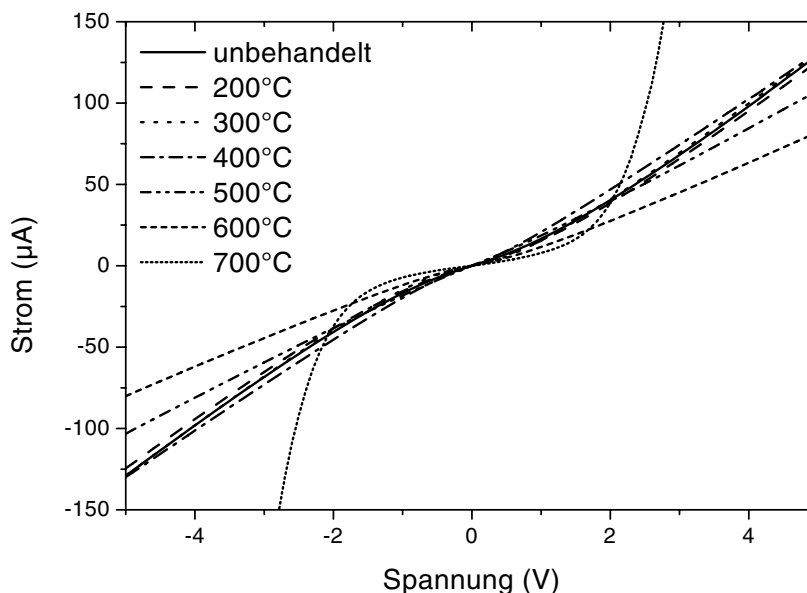


Abbildung 4.35: UI-Kennlinien der Pd-Kontakte (100 nm) vor und nach dem Tempern (2 min in N_2 -Atmosphäre).

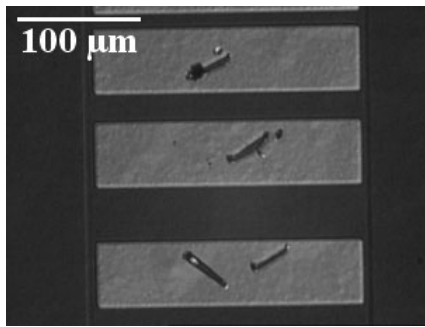


Abbildung 4.36: 100 nm Pd (legiert: 400°C, 2 min) auf p-GaN nach der TLM-Messung mit Probernadeln. Man erkennt die durchstochenen Kontakte an den Stellen, an denen die Nadeln aufgesetzt wurden, was auf geringe Adhäsion des Metalls auf dem Halbleiter schließen lässt.

auf dem Halbleiter darstellt. Die Adhäsion ist ausreichend, um den Kontakt an Ort und Stelle zu halten und gute Kontakteigenschaften zu erzielen. Sollte man jedoch versuchen, dieses Metallpad über einen Bond-Draht zu kontaktieren, würde sich die Metallisierung während des Bondens vom Halbleiter ablösen.

Aufgrund dieser Ergebnisse wird hier auf eine weitere Untersuchung der Palladium-Kontakte verzichtet und im weiteren Verlauf dieser Arbeit versucht, durch Hinzufügen geeigneter Metall-Layer die Eigenschaften Pd-haltiger Kontakte zu verbessern.

4.4.1.3 Platin

Platin kann zwar in der für Einzelschichten geforderten Dicke von 100 nm auf p-GaN deponiert werden, während des Lift-off Prozesses löst sich jedoch ein Großteil der Metallisierung ab. Anhand der aufgerollten Metallisierung (Abb. 4.37) kann man erkennen, dass hier eine Kombination aus hoher Verspannung der Metallschicht und unzureichender Adhäsion des Metalls auf dem Halbleiter als Ursache zu nennen ist. Die Spannungen im Metall entstehen vermutlich während des Aufdampfvorganges und verstärken sich beim Abkühlen aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von GaN und Pt. Aufgrund der hohen Schmelztemperatur von mehr als 1750°C kann Pt in der Aufdampfanlage nur bei niedrigen Raten von ca. 0.1 nm/min deponiert werden. Die Anlage lässt somit keinen Spielraum zum Ändern der Depositionsbedingungen, abgesehen von der Schichtdicke. Frühere Untersuchungen anderer Gruppen wurden ebenfalls an dünneren Pt-Schichten durchgeführt [99, 104]. Bei Schichtdicken unterhalb 100 nm kann jedoch

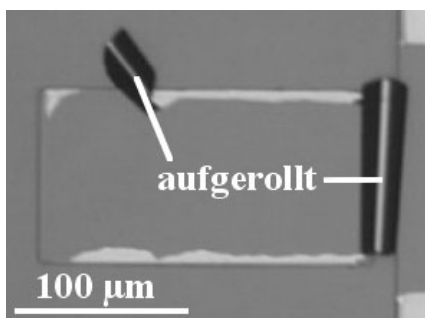


Abbildung 4.37: 100 nm Pt auf p-GaN nach dem Lift-off. Aufgrund der internen Verspannung reißt die Metallisierung und rollt sich auf.

4 Elektrische Kontakte

nicht mehr davon ausgegangen werden, dass der durch die Nadel eingeprägte Strom über die gesamte Kontaktfläche verteilt und homogen in den Halbleiter injiziert wird. Somit ist die Auswertung nach der TLM-Theorie nicht möglich, da die Kontaktfläche, durch die Strom in den Halbleiter fließt, nicht bekannt ist. Aus diesem Grund wird hier auf weitere Untersuchungen von Pt-Einzelschichten verzichtet.

4.4.1.4 Silber

Wie eingangs in Kapitel 4.3 angedeutet, eignet sich Silber mit seiner Austrittsarbeit von 4.2 eV eher als n-Kontakt. Im Laufe der letzten Jahre wurde Silber aufgrund seiner Reflektivität (ca. 90% im Bereich 400 bis 450 nm [78]) jedoch als p-Kontakt bei upside-down montierten GaN-LEDs eingesetzt [5].

Das zunächst sperrende Verhalten des 100 nm dicken Silbers wird nach einem zwei-minütigen Legierschritt bei 200°C bis 300°C ohmsch, bei höheren Temperaturen verschlechtert sich das Kennlinienverhalten aber wieder (Abb. 4.38). Die ermittelten spezifischen Kontaktwiderstände von $6.2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ (200°C) und $10.5 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ (300°C) liegen in der selben Größenordnung wie die der bisher untersuchten Metalle Nickel und Palladium. Im Unterschied zu diesen ist nach einem Tempersschritt bei 700°C kein Anstieg des gemessenen Stroms zu beobachten.

Auch bei Silber ist bis zu einer Temperatur von 700°C keine Veränderung der Metallober-

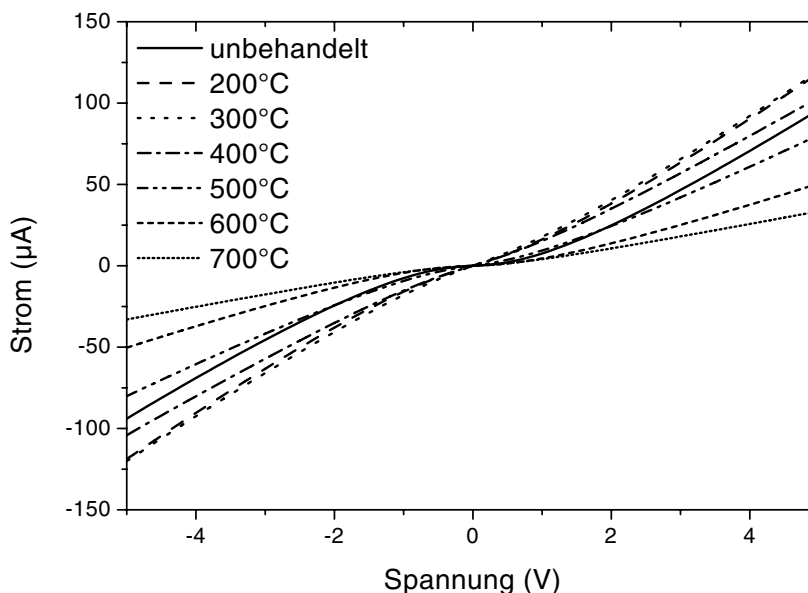


Abbildung 4.38: Einfluss von 2 min Legieren auf die UI-Verhalten von Silber-Kontakten (100 nm) auf n-GaN.

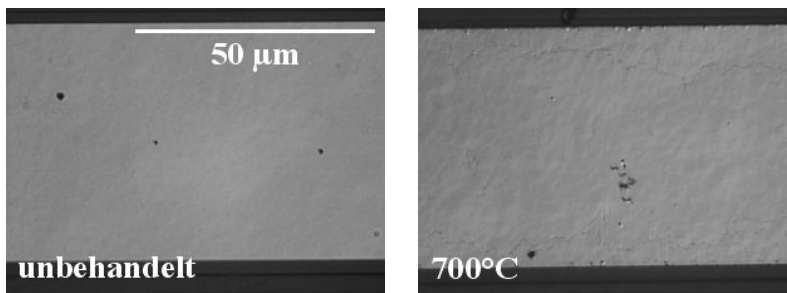


Abbildung 4.39: Oberflächen von Silber-Kontakten auf n-GaN vor und nach 2 Minuten Tempern im RTA.

fläche zu beobachten (Abb. 4.39). Allerdings sind die Kontakte ähnlich wie Palladium nach der TLM-Messung durchstoßen. Auch hier ist die Ursache in der schlechten Adhäsion des Metalls zu suchen, auf die bereits Liu et al. in früheren Untersuchungen hingewiesen hat [84].

4.4.2 Kontakte mit Gold-Cap

Wie die bisherigen Untersuchungen gezeigt haben, schließen die meisten Metalle nach einem Legierschritt bei 700°C den 100 nm dicken p-Bereich kurz. Deshalb wurde für die nachfolgenden Experimente eine maximale Temperatur von 600°C festgelegt.

4.4.2.1 Nickel - Gold

In Abbildung 4.40 sind die Strom-Spannungs-Kennlinien von Ni/Au-Kontakten vor und nach dem Tempern dargestellt, wobei die Nickel-Dicke bei konstanter Goldschicht (100 nm) zwischen 5 und 20 nm variiert wurde. Im unlegierten Zustand zeigt das Kontaktsystem sperrendes Verhalten, das sich nach einem 200°C Legierschritt noch verschlechtert. Durch eine Behandlung bei 300°C bis 500°C werden die Kennlinien ohmsch, für höhere Temperaturen verschlechtert sich das Verhalten wieder zunehmend. Bei Ni-Dicken über 20 nm konnte bei diesen Versuchen kein ohmsches Kennlinienverhalten mehr erreicht werden. Die Bildung ohmscher Kontakte zwischen Ni-haltigen Metallisierungen und p-GaN ist verbunden mit der Ausbildung von p-leitfähigem Nickeloxid [105, 100], und wird nicht wie bei den meisten anderen Kontaktsystemen durch Vermischen der Elemente von Metallisierung und Halbleiter erreicht, wodurch sich eine niederohmige Zwischenschicht an der Grenzfläche bildet [106]. Im Falle dieser Untersuchung, bei der kein zusätzlicher Sauerstoff in der Legieratmosphäre zur Verfügung gestellt wird, reagiert der Sauerstoff, der an der Halbleiteroberfläche als Verunreinigung in Form von Oberflächenoxid angelagert ist, mit dem Nickel der Kontaktmetallisierung. Die Menge an Sauerstoff reicht sicherlich nicht aus, um das gesamte Nickel zu oxidieren, es genügt aber zur Bildung einer dünnen Kontaktschicht. Bei geringeren Nickeldicken migriert Gold zu schnell zur Halbleiteroberfläche und vermindert die Bildung von NiO, wodurch höhere spezifische Kontaktwiderstände ge-

4 Elektrische Kontakte

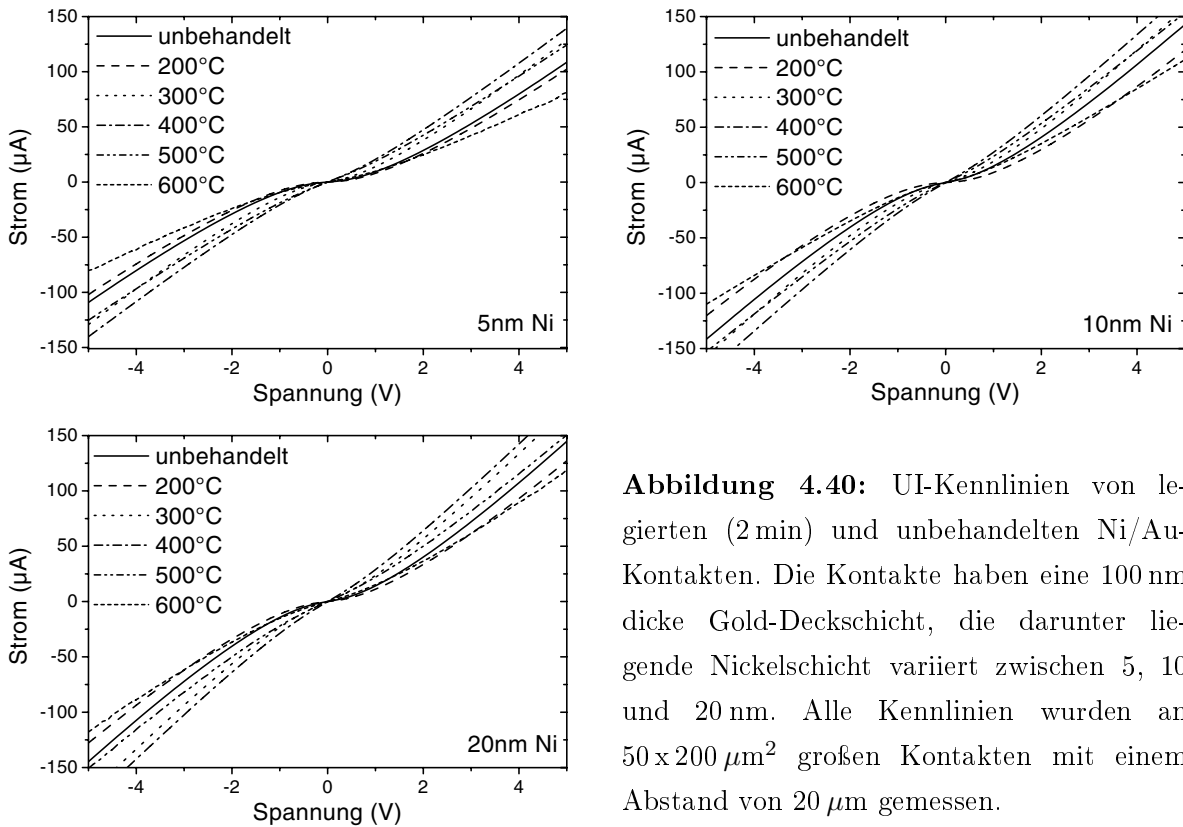


Abbildung 4.40: UI-Kennlinien von legierten (2 min) und unbehandelten Ni/Au-Kontakten. Die Kontakte haben eine 100 nm dicke Gold-Deckschicht, die darunter liegende Nickelschicht variiert zwischen 5, 10 und 20 nm. Alle Kennlinien wurden an $50 \times 200 \mu\text{m}^2$ großen Kontakten mit einem Abstand von $20 \mu\text{m}$ gemessen.

messen. Bei Temperaturen von mehr als 600°C reagiert Nickel zusätzlich mit GaN unter Ausdiffusion von Gallium aus dem Halbleiter [106], wodurch die elektrischen Eigenschaften des Kontakts verschlechtert werden.

Bei einem Vergleich der AES-Tiefenprofile vor und nach dem Tempern (Abb. 4.41) sind keine Unterschiede zu erkennen. Nach dem Legieren verschmieren die Grenzflächen zwi-

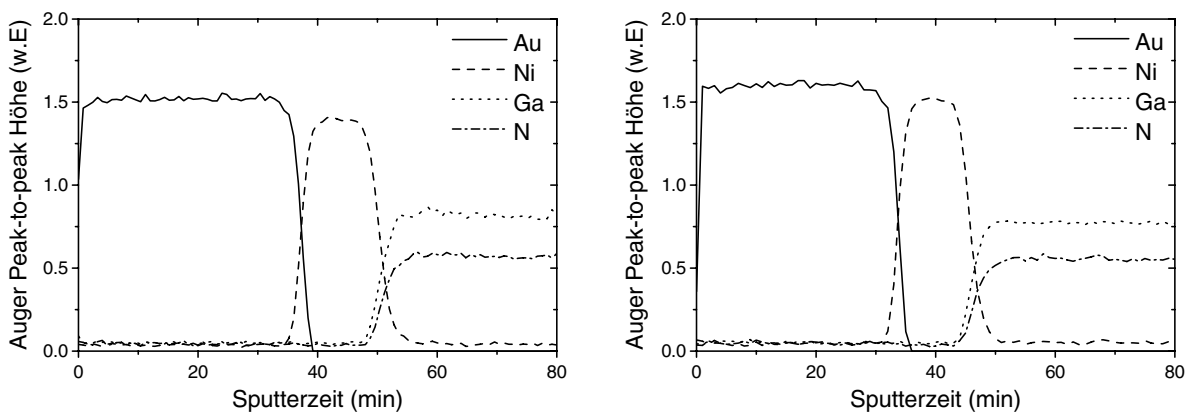


Abbildung 4.41: AES-Tiefenprofil von Ni/Au-Kontakten (20/100 nm) vor (links) und nach dem Legieren bei 400°C (G. Ecke, Institut für Festkörperelektronik, Fachgebiet Nanotechnologie, Technische Universität Ilmenau, Deutschland).

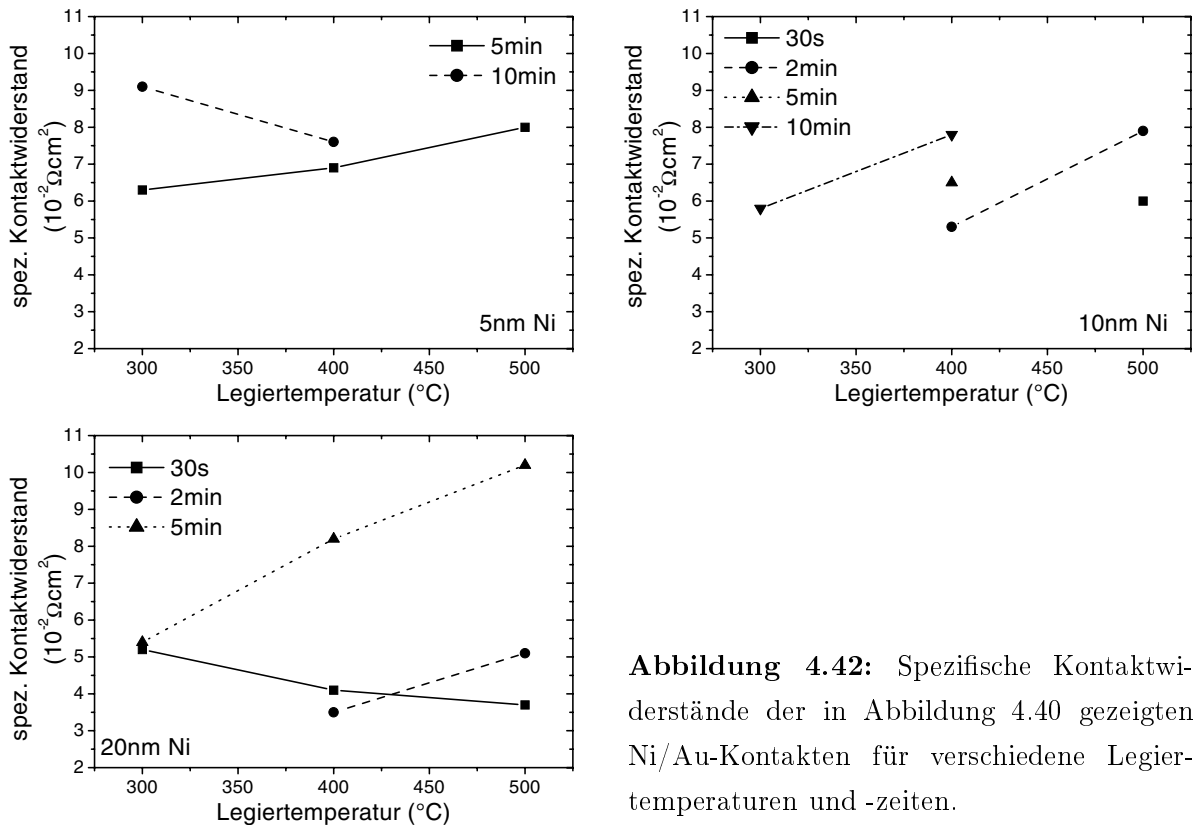


Abbildung 4.42: Spezifische Kontaktwiderstände der in Abbildung 4.40 gezeigten Ni/Au-Kontakten für verschiedene Legiertemperaturen und -zeiten.

sehen den Metallen und zwischen Nickel und dem Halbleiter leicht, es ist aber weiterhin eine klare Abgrenzung zwischen den Schichten erkennbar. Auch dies deutet darauf hin, dass die Kontaktbildung in diesem Fall nicht über Intermixing, sondern über die Bildung der NiO-Schicht erfolgt.

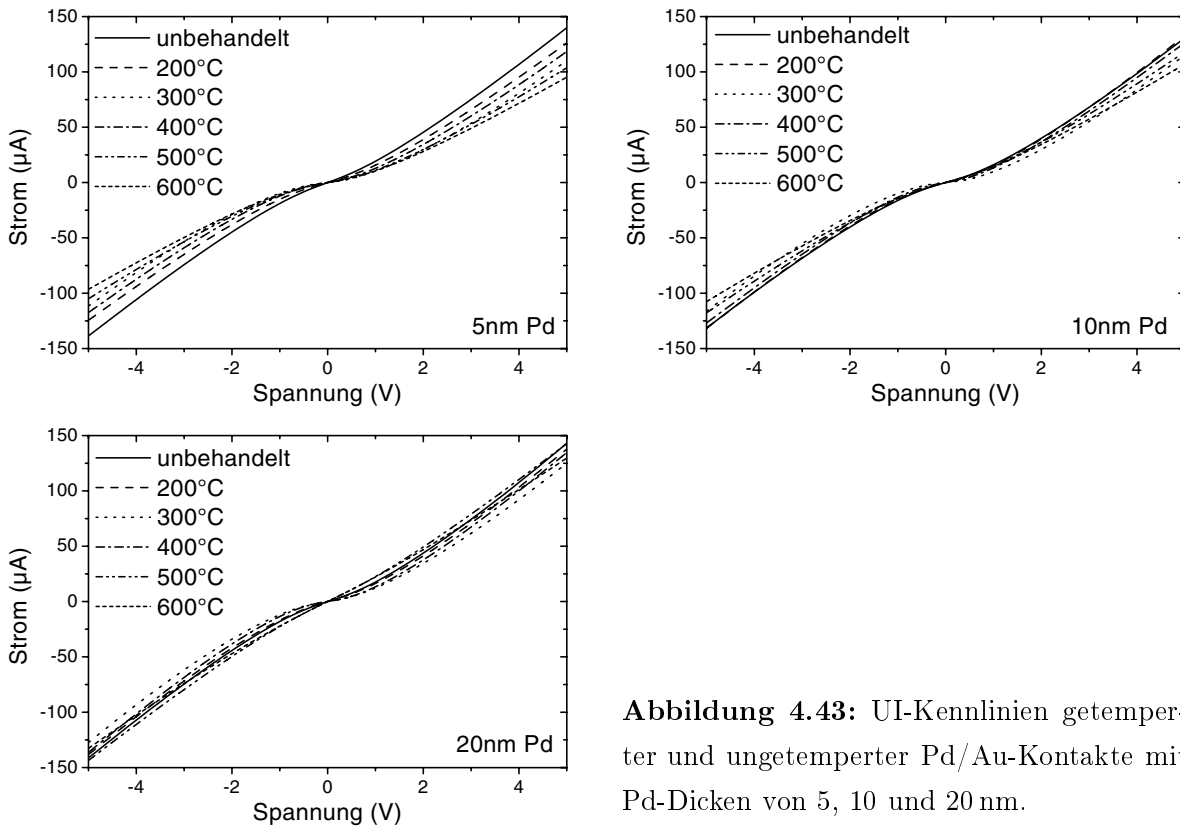
Betrachtet man die spezifischen Kontaktwiderstände (Abb. 4.42), so sind zwei Dinge auffällig: mit zunehmender Ni-Dicke nimmt der ermittelte spezifische Kontaktwiderstand ab, gleichzeitig verringert sich die Dauer des Temperprozesses, der zum Erreichen ohmschen Verhaltens erforderlich ist. Der beste spezifische Kontaktwiderstand von $3.5 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ wurde bei diesen Untersuchungen für 20 nm Ni und einem Tempersschritt bei 400°C für 2 min erreicht.

Beim Vergleich der ungetemperten und legierten Proben konnte wie bei den Versuchen zu diesem Kontaktschema auf n-GaN (Abb. 4.18) keine Veränderung der Kontaktfläche im untersuchten Temperaturbereich beobachtet werden..

4.4.2.2 Palladium - Gold

Die in Abbildung 4.43 dargestellten Kennlinien von Pd/Au-Kontakten zeigen im unlegierten Zustand sperrendes Verhalten unabhängig von der Dicke der Pd-Schicht. Dieses Verhalten ist identisch zu dem reiner Palladium-Schichten und zu dem früherer Publika-

4 Elektrische Kontakte



tionen [106, 107]. Für Legiertemperaturen kleiner 400°C verschlechtert sich das Verhalten, erhöht man die Temperatur weiter, werden die Kennlinien tendenziell besser. Dieser Trend ist auch bei Untersuchungen anderer Gruppen zu erkennen [108, 109]. Um jedoch sperrfreies Verhalten zu erreichen, ist eine Mindestschichtdicke des Palladiums von 20 nm in Verbindung mit einem 2 min Legierschritt bei 500°C notwendig. Erhöht man die Schichtdicke des Palladiums über 20 nm hinaus, erreicht man keine Verbesserung des elektrischen Verhaltens, die durch die geringe Adhäsion des Metalls hervorgerufenen Probleme treten jedoch deutlicher hervor.

In einem Temperaturbereich von 500°C bis 600°C wird bei den Kontakten mit 20 nm Pd

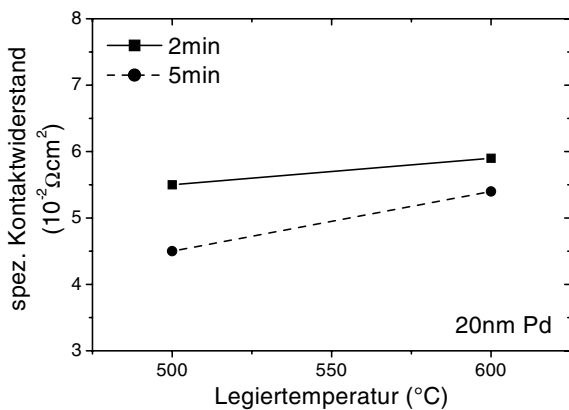


Abbildung 4.44: Spezifische Kontaktwiderstände von Pd/Au-Kontakten (20/100 nm) auf Mg-dotiertem Galliumnitrid.

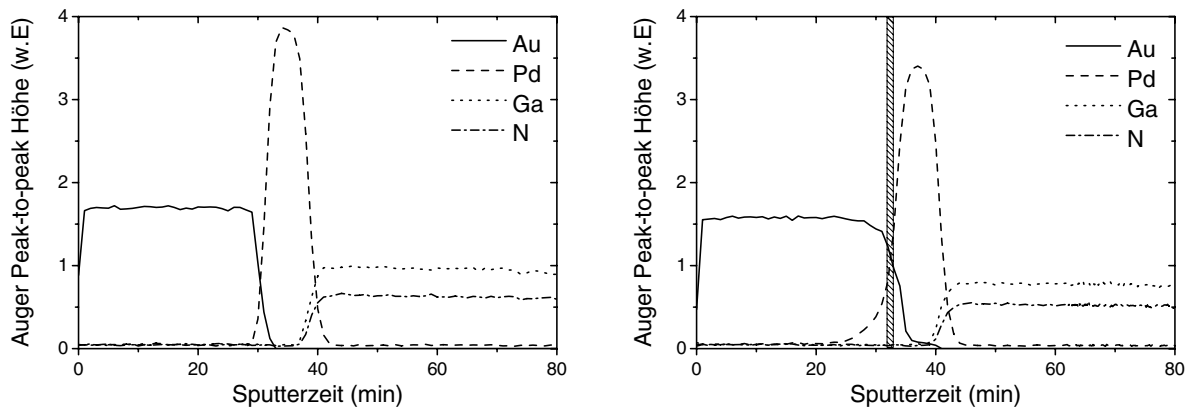


Abbildung 4.45: AES-Tiefenprofil von Pd/Au-Kontakten (20/100 nm) vor (links) und nach (rechts) dem Legieren bei 500°C (Messung von G. Ecke, Institut für Festkörperelektronik, Fachgebiet Nanotechnologie, Technische Universität Ilmenau, Deutschland). Die schraffierte Fläche kennzeichnet den Bereich, in dem sich eine AuPd-Legierung ausbildet.

ohmsches Verhalten erzielt, solange die Legierdauer zwischen 2 und 5 min liegt. Die zugehörigen spezifischen Kontaktwiderstände sind in Abbildung 4.44 aufgetragen, der niedrigste ermittelte Wert beträgt $4.5 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$. Mit diesem Ergebnis sind die Pd/Au-Kontakte mit der Ni/Au-Metallisierung vergleichbar, aufgrund der besseren Haftung sind diese jedoch zu bevorzugen.

Ähnlich wie bei den Ni/Au-Kontakten ist bei der Pd/Au-Metallisierung kein Einfluss des Legierschrittes auf die Metall-Halbleiter-Grenzfläche erkennbar (Abb. 4.45). Erst bei deutlich höheren Temperaturen konnte eine Reaktion von Palladium mit der GaN-Oberfläche nachgewiesen werden [106, 86]. Vielmehr zeigt sich anhand einer Verbreiterung des Auger-Peaks bereits bei 500°C eine Durchmischung der Gold-Schicht und des Palladiums (schraffierter Bereich in Abb. 4.45). Würde man die Temperatur weiter erhöhen, kommt es zu einer vollständigen Durchmischung dieser beiden Schichten [106] unter der Bildung von Au_3Pd - und AuPd_3 -Phasen [110] und zu einer Diffusion des Palladiums ins Galliumnitrid.

4.4.2.3 Platin - Gold

Ausgehend von den bisherigen Erfahrungen mit Platin-haltigen Kontakten [104, 99] wurden für diese Untersuchungen nur Pt-Schichten bis 50 nm mit einem 100 nm dicken Gold-Cap verwendet. Bei den Schichten ab 20 nm Pt zeigen sich die gleichen Verspannungsprobleme wie bei reinen Platin-Metallisierungen, bei Dicken kleiner 10 nm konnte selbst nach dem Legieren kein ausreichender Stromtransport über die Metall-Halbleiter-Grenzfläche beobachtet werden.

Abbildung 4.46 zeigt die IU-Kennlinien von Pt/Au-Kontakten (10/100 nm) vor und nach

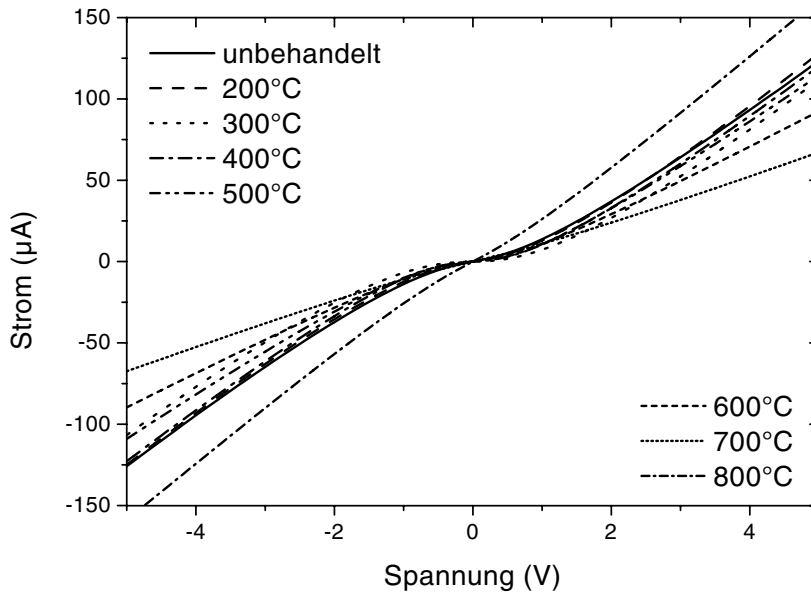


Abbildung 4.46: Einfluss von 2 min Legieren auf die UI-Kennlinien von Pt/Au-Kontakten (10/100 nm) auf p-GaN.

dem Legierschritt. Die Kontakte zeigen nach der Metalldeposition Schottky-Verhalten, wobei sich das Kontaktverhalten durch das Tempern mit zunehmender Temperatur weiter verschlechtert. Beim Übergang von 700°C auf 800°C ändert sich das Verhalten dann von sperrend zu nahezu ohmsch. Erhöht man die Temperaturen weiter, bilden sich Metallinseln im Bereich des Kontakts und es kann nicht mehr von einem zusammenhängenden Kontakt gesprochen werden (Abb. 4.47). Das elektrische Verhalten dieser Kontakte ist konsistent mit früheren Untersuchungen, bei denen Pt-haltige Kontakte im Vergleich zu Systemen mit Ni oder Pd bei deutlich höheren Temperaturen legiert werden mussten, um vergleichbare Kontakteigenschaften zu erhalten [84, 111].

Im Falle dieses Kontaktschemas ist eine Analyse der Metallisierung anhand eines AES-

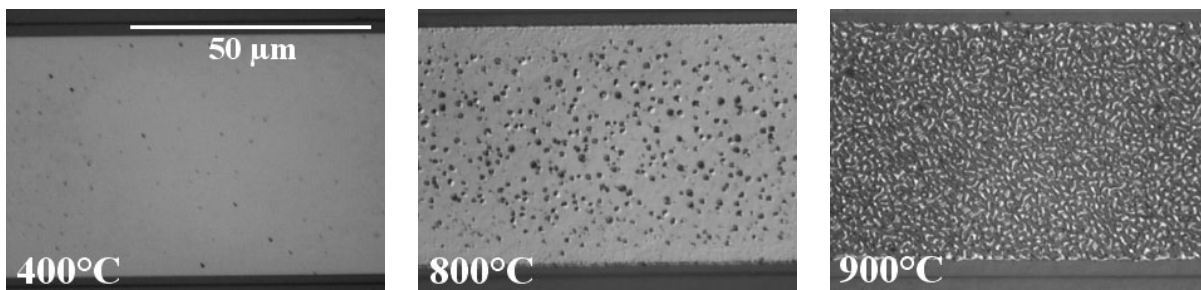


Abbildung 4.47: Oberflächen von Pt/Au-Kontakten (10/100 nm) auf Mg-dotiertem GaN nach 2 Minuten Tempern im RTA.

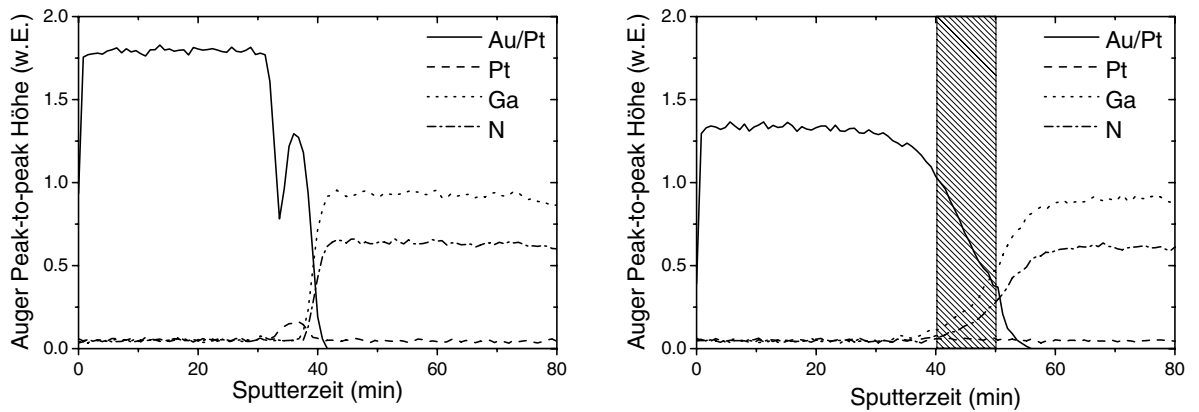


Abbildung 4.48: AES-Tiefenprofil der Pt/Au-Kontakten (10/100 nm) vor (links) und nach dem Legieren bei 800°C (G. Ecke, Institut für Festkörperelektronik, Fachgebiet Nanotechnologie, Technische Universität Ilmenau, Deutschland). Da die Gold- und Platin-Peaks mit einer Ausnahme zu nahe beieinander liegen und nicht getrennt werden können, erscheint im linken Bild Gold auch in der Platin-Schicht. Die schraffierte Fläche kennzeichnet den Bereich, der nach dem Legieren Platin enthält.

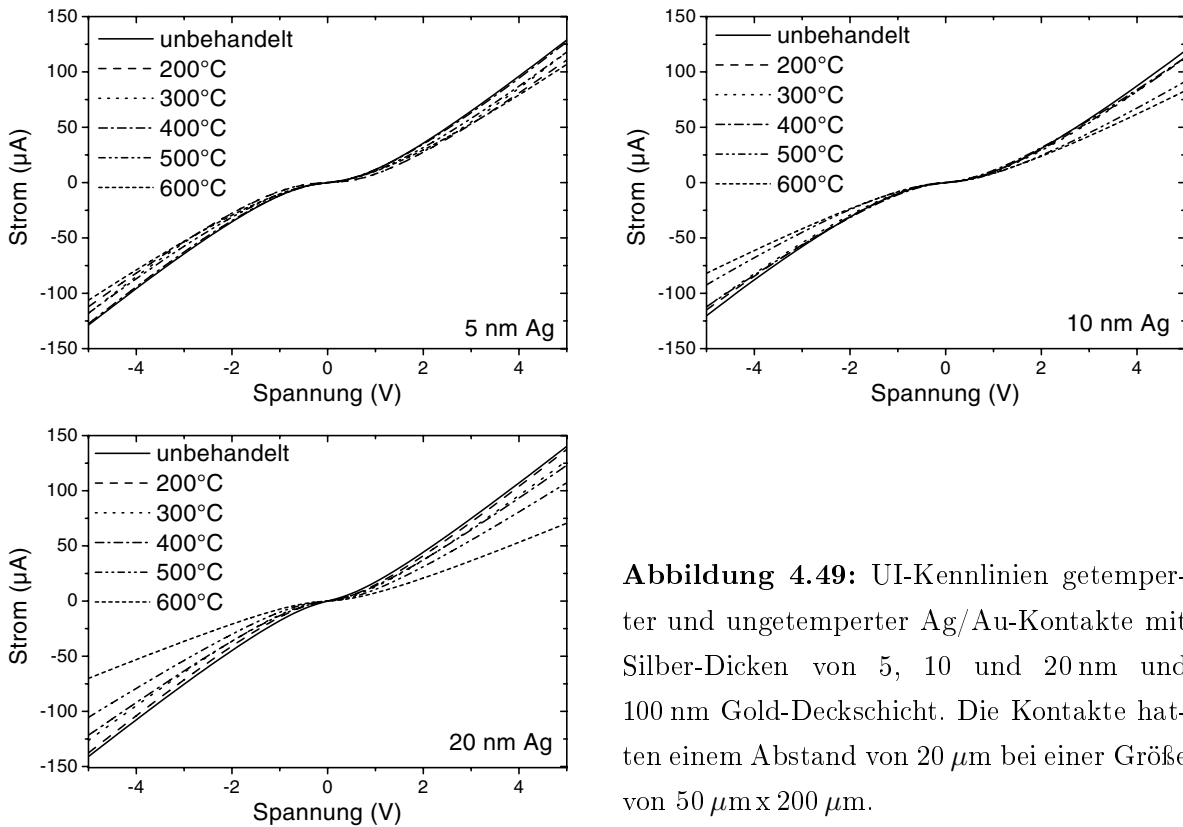
Tiefenprofils nicht eindeutig. Dies liegt an den Auger-Peaks von Gold und Platin, die abgesehen von einer Pt-Linie bei 1967 eV zu nahe beieinander liegen, um von dem verwendeten Spektrometer aufgelöst werden zu können. Dies führt dazu, dass auch im Bereich der Pt-Schicht ein deutlicher Gold-Anteil vorhanden zu sein scheint (Abb. 4.48 links). Die aufgezeigte Pt-Linie ist zu schwach, um den Bereich des Platins eindeutig aufzuzeigen. Nach dem Tempern bei 800°C können die Schichten nicht mehr separiert werden (Abb. 4.48 rechts). Anhand der Verbreiterung des Au-Peaks kann man jedoch erkennen, in welchem Bereich eine Vermischung von Gold und Platin stattfindet.

4.4.2.4 Silber - Gold

Im unlegierten Zustand zeigen die Ag/Au-Kontakte unabhängig von der Schichtdicke des Silbers sperrendes Verhalten (Abb. 4.49). Mit thermischer Behandlung ist es nicht gelungen, sperrfreie Kontakte mit diesem Metallisierungsschema herzustellen, vielmehr verschlechtern sich die Kontakteigenschaften mit zunehmender Legiertemperatur. Das tendenzielle Verhalten ist vergleichbar mit dem reiner Silber-Kontakte (Abb. 4.38), bei denen allerdings ohmsche Kontakte erzielt werden konnten. Hier jedoch diffundiert Gold durch die Silber-Schicht und verschlechtert die Kontakteigenschaften. Gemäß dem Ag-Au Phasendiagramm ist beim Tempern nicht mit der Bildung von bestimmten Phasen zu rechnen, obwohl es durchaus bestimmte Kristallanordnungen auf kleiner Skala gibt [112].

Im Vergleich zu Silber-Schichten ohne Gold-Cap traten bei diesen Metallisierungen jedoch

4 Elektrische Kontakte



keine Probleme bei der Haftung auf dem Halbleiter auf. Die Adhäsion ist ausreichend, um die Proben mit Nadeln kontaktieren zu können, jedoch nicht fest genug für das Anbringen von Bonddrähten.

4.4.3 Nasschemische Vorbehandlung

Bei den bisherigen Experimenten zur Herstellung niederohmiger Kontakte auf Mg-dotiertem Galliumnitrid wurde nur der Einfluss der Metallisierung und der anschließenden thermischen Behandlung untersucht. Wie man den theoretischen Betrachtungen in Kapitel 4.1 entnehmen kann, trägt aber auch die Beschaffenheit der Halbleiteroberfläche maßgeblich zum Kontaktverhalten bei. Vor allem der Grad der Oxidation des Halbleiters und die verbleibenden Fremdpartikel nach der Reinigung und der Lithographie müssen bei der Entwicklung niederohmiger Kontakte berücksichtigt werden. Zur Entfernung dieser Verunreinigungen wurden im Laufe der letzten Jahre eine Vielzahl von Verfahren untersucht. Zu ihnen gehören neben einer Oberflächenbehandlung im Plasma [113] und dem Reinigen der Proben unter Schutzatmosphäre (inkl. Vakuum) [101] auch eine nasschemische Behandlung der Proben direkt vor dem Aufbringen der Metallisierung. Bei der Behandlung von GaN mit Plasma entstehen jedoch Stickstofffehlstellen an der Halbleiteroberfläche, die als Donatoren wirken und somit die p-Leitung im Kontaktbereich reduzieren [93].

Das Bearbeiten von Proben unter Schutzgasatmosphäre stellt erhöhte Anforderungen an die eingesetzten Geräte, die dadurch erheblich teurer sind als Standardprozessanlagen. Dadurch wird dieses Verfahren für die industrielle Produktion von Leuchtdioden nicht eingesetzt. Zum Entfernen von Oberflächenverunreinigungen mittels Nasschemie wurden bei Galliumnitrid bisher vor allem Salzsäure (HCl) [35, 114], Flusssäure (HF) [115, 99], Königswasser (aqua regia) [108] und Kombinationen dieser Ätzlösungen [105], sowie Ammoniaklösung (NH₃) [113] und Kalilauge (KOH) [35, 114] verwendet. Darüber hinaus wurde auch das aus der GaAs-Technologie bekannte Ammoniumsulfid ((NH₄)₂S_x) in Verbindung mit den oben genannten Ätzlösungen untersucht [116, 117].

Bei den bisherigen Untersuchungen von Kontaktsystemen auf p-GaN haben sich Ni/Au-Kontakte als die Niederohmigsten und die Zuverlässigsten im Hinblick auf Adhäsion herausgestellt. Deshalb wird nasschemische Vorbehandlung an dieser Metallisierung (20 nm Ni, 100 nm Au) ausprobiert. Von den oben genannten Ätzlösungen kamen Kalilauge und Ammoniumsulfid nicht zu Einsatz, da KOH wesentlicher Bestandteil des verwendeten Entwicklers ist und (NH₄)₂S_x vor dem Bedampfen mit Metall durch einen Temperschnitt von der Halbleiteroberfläche entfernt werden muss. Dies ist bei der verwendeten Aufdampfanlage jedoch nicht möglich. Die Proben wurden jeweils vor dem Einbau in die Vakuumkammer für 1 min in HCl, HF (1%), aqua regia oder NH₃-Lösung getaucht (alle bei Raumtemperatur), mit deionisiertem Wasser gespült und mit Stickstoff trocken geblasen. Vor der Charakterisierung wurden die Proben gespalten und bei 200 bis 600°C für 2 min legiert.

Abbildung 4.50 zeigt die spezifischen Kontaktwiderstände der Ni/Au-Kontakte vor und nach dem Legieren in Abhängigkeit der verwendeten Ätzlösung. Im Unterschied zu den Untersuchungen ohne nasschemische Vorbehandlung zeigen hier bereits die unlegierten Kontakte ohmsches Verhalten, wobei der spezifische Kontaktwiderstand unabhängig von der verwendeten Ätzlösung im Bereich von $3 \cdot 10^{-1} \Omega \text{cm}^2$ liegt. Durch Tempern lassen sich die Kontakteigenschaften weiter verbessern; die maximale Temperatur, bei der ohmsche Kennlinien erreicht werden, ist vergleichbar mit der ohne Vorbehandlung. Den besten Wert von $\rho_C = 1.1 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ wurde nach Legieren bei 400°C und einer HF-Vorbehandlung erzielt. Obwohl Ammoniaklösung hauptsächlich Kohlenstoff von der Halbleiteroberfläche [113] entfernt und das Oxid zurücklässt, zeigt es in dieser Untersuchung die höchsten spezifischen Kontaktwiderstände. Die Behandlung mit sauren Ätzlösungen, die Galliumoxid lösen, erzielen bessere Resultate. Anhand von Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie-Messungen konnte nachgewiesen werden, dass HCl im Hinblick auf die Entfernung von Galliumoxid von der GaN-Oberfläche den beiden anderen Säuren überlegen ist [116, 115]. Bedenkt man jedoch, dass zur Herstellung niederohmiger Kontakte mit Nickel ein gewisses

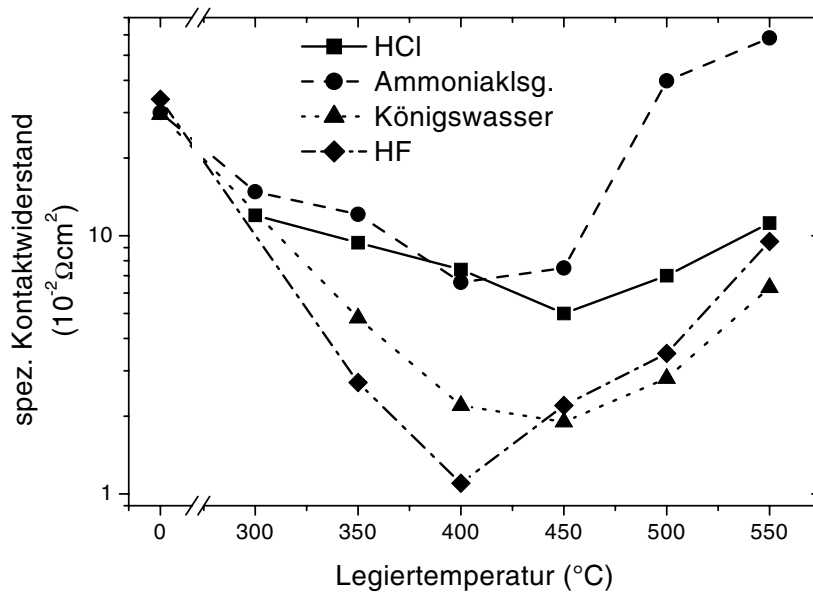


Abbildung 4.50: Einfluss nasschemischer Vorbehandlung und Legieren auf die spezifische Kontaktwiderstände von Ni/Au-Kontakten (20/100 nm).

Mass an Sauerstoff vorhanden sein muss, so wirkt sich dies, wie man auch an den gezeigten Ergebnissen sehen kann, negativ auf die gemessenen spezifischen Kontaktwiderstände aus.

4.4.4 Temperaturabhängige Betrachtung

Bei den bisherigen Untersuchungen konnte zwar ohmsche Kontakte hergestellt werden, es wurde jedoch noch nicht geklärt, welcher Stromtransportmechanismus am Metall-Halbleiter-Übergang vorherrscht. Deshalb wurde der spezifische Kontaktwiderstand von Ni/Au-Kontakte mit und ohne nasschemische Vorbehandlung temperaturabhängig untersucht. Die Temperatur variierte dabei zwischen Raumtemperatur und 300°C. Die gemessenen Werte für die Kontakte ohne nasschemische Vorbehandlung sind in Abbildung 4.51 über der reziproken Temperatur aufgetragen, die Kontakte mit HF-Dip zeigen identisches Verhalten. Sie sind in semilogarithmischer Darstellung beide linear von der Temperatur abhängig. Der spezifische Kontaktwiderstand verbessert sich bei 300°C im Vergleich zu Raumtemperatur um mehr als einen Faktor 20, im für LEDs relevanten Temperaturbereich bis ca. 120°C um etwa eine Größenordnung. Gemäß der in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Beziehung zwischen spezifischem Kontaktwiderstand und Umgebungstemperatur kann vermutet werden, dass der vorherrschende Stromtransportmechanismus thermionische Emission ist.

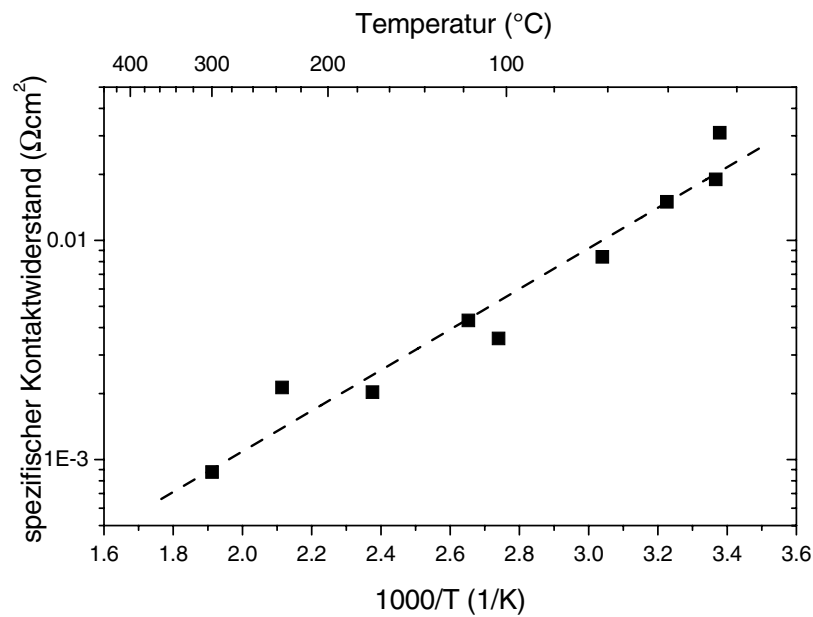


Abbildung 4.51: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes von Ni/Au-Kontakten ohne nasschemische Vorbehandlung.

4.4.5 Bewertung der untersuchten p-Kontakte

Von den untersuchten Einzelschichtmetallisierungen eignet sich nur Nickel als Kontakt auf p-GaN, da es sowohl ohmsche Kennlinien liefert, als auch ausreichende thermische Stabilität und Haftung auf dem Halbleiter. Bei Palladium und Silber ist die Adhäsion nicht ausreichend für die Herstellung von p-Kontakten, Platin ist nach dem Aufdampfen intern verspannt und reißt beim lift-off. Kombiniert man Pd, Pt und Ag jeweils mit einer Gold-Deckschicht kann zumindest das Problem der Adhäsion und der internen Verspannung verringert werden, wenn die Schichtdicke dieser Metalle ≤ 20 nm beträgt. Allerdings lassen sich weder mit Ag/Au, noch mit Pt/Au sperrfreie Kontakte herstellen. Pd/Au-Kontakte (20/100 nm) zeigen nach einem Legierschritt zwischen 500 und 600°C ohmsches Verhalten, wobei die spezifischen Kontaktwiderstände zwischen 4.5 und $6 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ liegen. Die Kontakte mit den besten elektrischen und thermischen Eigenschaften lassen sich mit Ni/Au erzielen, wobei sich 20 nm Nickel als optimal herausgestellt haben. Der spezifische Kontaktwiderstand von $3.5 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ nach dem Legieren (400°C/2 min) kann auf $1.1 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ verbessert werden, wenn vor der Metalldeposition ein nasschemischer Schritt mit HF (1%-ig, RT/1 min) durchgeführt wird. Für diese Kontakte konnte thermionische Emission als dominierender Stromtransportmechanismus nachgewiesen werden. Als problematisch erweisen sich die ermittelten Werte der spezifischen Kontaktwiderstände, wenn man versucht, mit ihnen den Serienwiderstand von GaN-basierenden Laserdi-

oden zu bestimmen. Nimmt man $\rho_C = 1.1 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ und eine Schwellstromdichte von 15 kA/cm^2 [118], dann müssten alleine am p-Kontakt über 150 V abfallen. Die gemessene Spannung beträgt aber nur etwa 17 V. Dies deutet darauf hin, dass entweder die TLM-Messmethode falsche Ergebnisse für Kontakte auf p-GaN liefert, oder aber es ergeben sich unterschiedliche spezifische Kontaktwiderstände für horizontalen und vertikalen Stromfluss im p-GaN. Da keine geeignete Methode gefunden werden konnte, um in vertikaler Richtung Kontakteigenschaften zu bestimmen, konnte im Rahmen dieser Arbeit diese Frage nicht geklärt werden. Die ermittelten spezifischen Kontaktwiderstände auf p-GaN werden dementsprechend nur zum internen Vergleich untereinander herangezogen.

4.5 Semitransparente Kontakte auf p-GaN

Bei den bisherigen Versuchen wurden nur Kontakte mit Schichtdicken von 100 nm und mehr betrachtet. Bei diesen Dicken kann Licht, das unterhalb des Kontaktes generiert wird, nicht durch diesen ausgekoppelt werden. Es wird vielmehr vom Kontakt absorbiert und trägt somit nicht zur Ausgangsleistung der Leuchtdiode bei. Deshalb wird versucht, die Bondpads klein zu halten. Gleichzeitig wird durch den Einsatz einer Strom-Aufweitungs-Schicht (current spreading layer) versucht, über die gesamte Fläche des Bauelements Strom zu injizieren und das erzeugte Licht auch durch die Oberseite der LED zu emittieren. Abbildung 4.52 zeigt die Stromverteilung in einer LED ohne (a) und mit (b) semitransparenten Kontakt, wobei im ersten Fall nur unterhalb des p-Kontaktes Licht generiert wird, im zweiten Fall hingegen trägt die gesamte Mesa-Fläche zur Lichterzeugung bei.

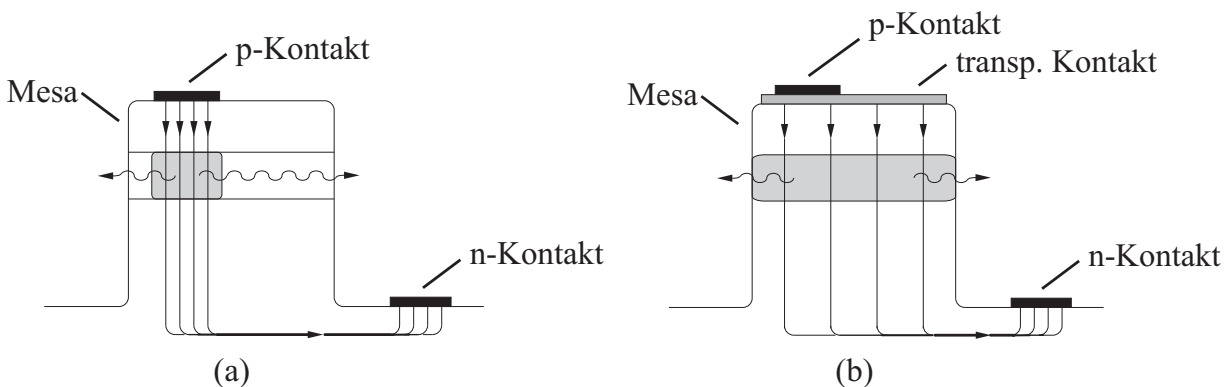


Abbildung 4.52: Strompfad bei einer GaN-Leuchtdiode ohne (a) und mit (b) Strom-Aufweitungs-Schicht. Hier dient ein semitransparenter Kontakt als current spreading layer.

4.5.1 Nickel-Gold

Als Lösung bieten sich semitransparente Metallkontakte mit Schichtdicken zwischen 5 und 15 nm an. Da bisher Ni/Au-Kontakte die besten Ergebnisse geliefert haben, beschränken sich die nachfolgenden Experimente auf diese Metallkombination. Semitransparente Kontakte können aufgrund ihrer geringen Dicke nicht elektrisch charakterisiert werden, weshalb hier nur Transmissionsmessungen zur Evaluierung herangezogen werden.

In Abbildung 4.53 ist die Transmission verschiedener Ni/Au-Metallisierungen in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Es zeigt sich, dass die Schichtdicke des Kontaktes kleiner 10 nm gewählt werden muss, um im angestrebten Emissionsbereich von 400 bis 550 nm eine Transmission von mehr als 40% zu erhalten. Kleiner als 5 nm sollte man nicht gehen, da hier nicht mehr gewährleistet werden kann, dass der semitransparente Kontakt homogen über das gesamte Bauelement ist. Schichtdickenvariation führen aufgrund der verschiedenen lateralen Leitfähigkeit zu inhomogener Strominjektion und somit zu nicht reproduzierbaren Ergebnissen der Leuchtdioden und zu reduzierten Lebensdauern. Im Bereich zwischen 5 und 10 nm Gesamtschichtdicke des Kontaktes wurde eine Transmission im Bereich zwischen 45 und 55% erreicht, wobei die Höhe im Wesentlichen von der Dicke des Nickels bestimmt wird, wobei der Transmissionswert mit zunehmendem Ni-Anteil sinkt. Aufgrund der elektrischen Eigenschaften von Gold auf Galliumnitrid wurde jedoch eine minimale Nickeldicke von 2 nm in Verbindung mit mindestens 4 nm Au festgelegt.

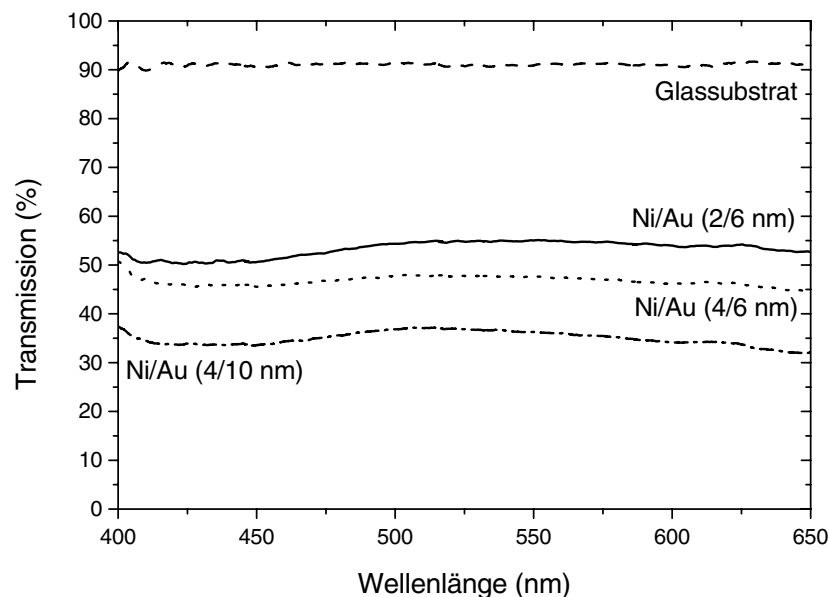


Abbildung 4.53: Transmission ungetemperter Ni/Au-Kontakten auf einem Glassubstrat.

4 Elektrische Kontakte

Durch Tempern der Kontakte in Sauerstoff-haltiger Atmosphäre kann die Transmission solcher Kontakte auf über 80% gesteigert werden [119], Legieren in Stickstoff hingegen führt nur zu einer minimalen Verbesserung [120]. Da ein Legierschritt mit Sauerstoff anlagenbedingt nicht durchgeführt werden kann, werden die semitransparenten Kontakte nur im ungetemperten Zustand verwendet.

4.5.2 Indium-Zinn-Oxid

Eine weitere Möglichkeit ist das im sichtbaren Spektralbereich transparente Indium-Oxid (In_2O_3) oder Indium-Zinn-Oxid (indium tin oxide, ITO, $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$). Indium-Oxid ist nach dem Aufbringen isolierend, kann aber durch Belichten mit UV-Strahlung ($\lambda < 355 \text{ nm}$) leitfähig gemacht werden [121]. ITO hingegen ist bereits nach dem Aufputtern leitfähig und kommt seit einigen Jahren als Anode bei organischen Leuchtdioden (OLEDs) zum Einsatz [122]. Erste GaN-basierende Detektoren mit ITO-Kontakten sind ebenfalls demonstriert worden [123]. Aufgrund der einfacheren Herstellung wurde in dieser Arbeit nur ITO untersucht.

Abbildung 4.54 zeigt die Transmission einer 260 nm dicken ITO-Schicht. Die Schicht wurde mittels Sputter-Deposition aufgebracht und im Lift-off-Verfahren strukturiert. Diese Schicht, deren Schicht-Widerstand $34 \Omega/\square$ beträgt, hat eine Transmission zwischen 80

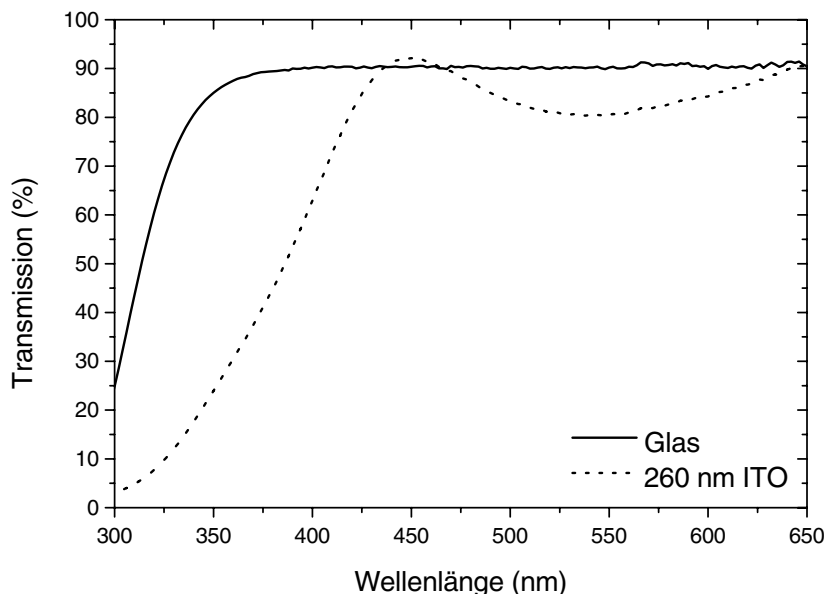


Abbildung 4.54: Transmission der 260 nm dicken ITO-Schicht auf Glas (T. Beierlein, IBM Research Division, Rüschlikon, Schweiz).

und 90% im Wellenlängenbereich zwischen 420 und 550 nm, von 420 bis 400 nm nimmt sie auf etwa 60% ab. Durch die Wahl geeigneter Parameter und Sputtertargets während der Deposition könnte man die Absorptionskante von ITO weiter in den UV-Bereich schieben [123, 124].

Im Vergleich ist ITO den Kontakten aus Metall hinsichtlich Transparenz überlegen. Setzt man vergleichend Ni/Au (20/100 nm) und ITO als p-Kontakte auf einer ansonsten identischen Leuchtdiode ein, so kann die optische Ausgangsleistung abhängig von der verwendeten Bauelementgeometrie nahezu verdoppelt werden [125]. Der Übergang vom metallischen zum oxidischen Kontakt bringt jedoch aufgrund der n-Leitfähigkeit der ITO-Schicht eine Erhöhung der Knickspannung von bis zu 4 V mit sich. Der Vorteil bei der Auskoppung wird folglich durch die Verschlechterung der UI-Kennlinie mehr als zunichte gemacht. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit nur dünne Ni/Au-Schichten als semitransparente Kontakte auf LEDs zum Einsatz kommen.

5 Herstellung von Leuchtdioden

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Prozessschritte, die zur Herstellung einer Leuchtdiode auf GaN-Basis benötigt werden, dargestellt. Diese wurden jeder für sich betrachtet und einzeln optimiert. Im nun folgenden Teil werden diese Einzelprozesse kombiniert und ihr Einfluss auf das Bauelement untersucht.

5.1 InGaN/GaN Leuchtdioden

5.1.1 Epitaktischer Aufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Leuchtdioden besitzen den in Abbildung 5.1 gezeigten Schichtaufbau. Dieser ist vergleichbar mit denen in früheren Veröffentlichungen [126, 14, 127]; die wachstumstechnische Optimierung der Schichten ist Bestandteil anderer Arbeiten [25, 128]. Die epitaktischen Schichten wurden mittels MOVPE auf Saphir-Substraten gewachsen. Die Schichtfolge beginnt mit einem undotierten Puffer (ca. $2\ \mu\text{m}$) mit darunter liegendem Nukleationslayer, in dem die aufgrund der Heteroepitaxie auf Saphir entstehenden Defekte im Galliumnitrid verringert werden. Daran schließt sich eine

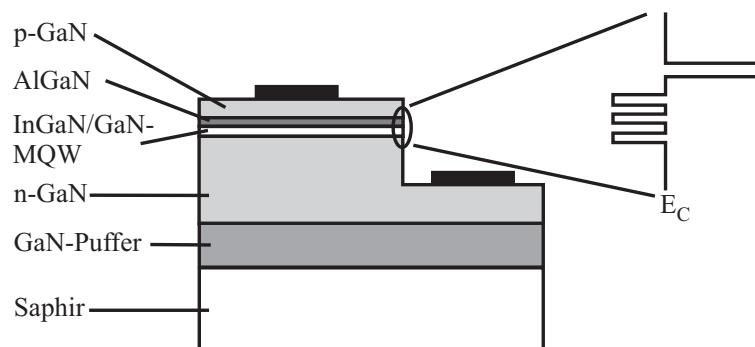


Abbildung 5.1: Epitaktische Schichtfolge einer InGaN/GaN-MQW-Leuchtdiode auf Saphirsubstrat. Die Dickenverhältnisse der einzelnen Schichten sind nicht maßstäblich. Rechts ist der Leitungsbandverlauf ohne Bandverbiegung dargestellt.

5 Herstellung von Leuchtdioden

Si-dotierte GaN-Schicht ($2\ \mu\text{m}$) und die als aktive Zone dienende InGaN/GaN-Mehrfach-Quantentopf-Struktur an. Zuletzt folgt ein ca. 100 nm dicker p-GaN Layer. Aufgrund der um mindestens eine Größenordnung höheren Beweglichkeit der Elektronen können diese über die aktive Zone hinaus in das p-Gebiet gelangen und es kommt dort zur Rekombination. Deshalb wird zwischen der aktiven Zone und der p-Schicht eine AlGaN-Schicht mit einem Aluminium-Gehalt von 10 bis 15% eingebettet, die aufgrund des größeren Bandabstands als Elektronenbarriere dient.

Für die nachfolgend gezeigten Untersuchungen wurden sowohl an der Universität Ulm gewachsene Strukturen verwendet, als auch Epitaxieschichten, die von Industriepartnern zur Verfügung gestellt wurden.

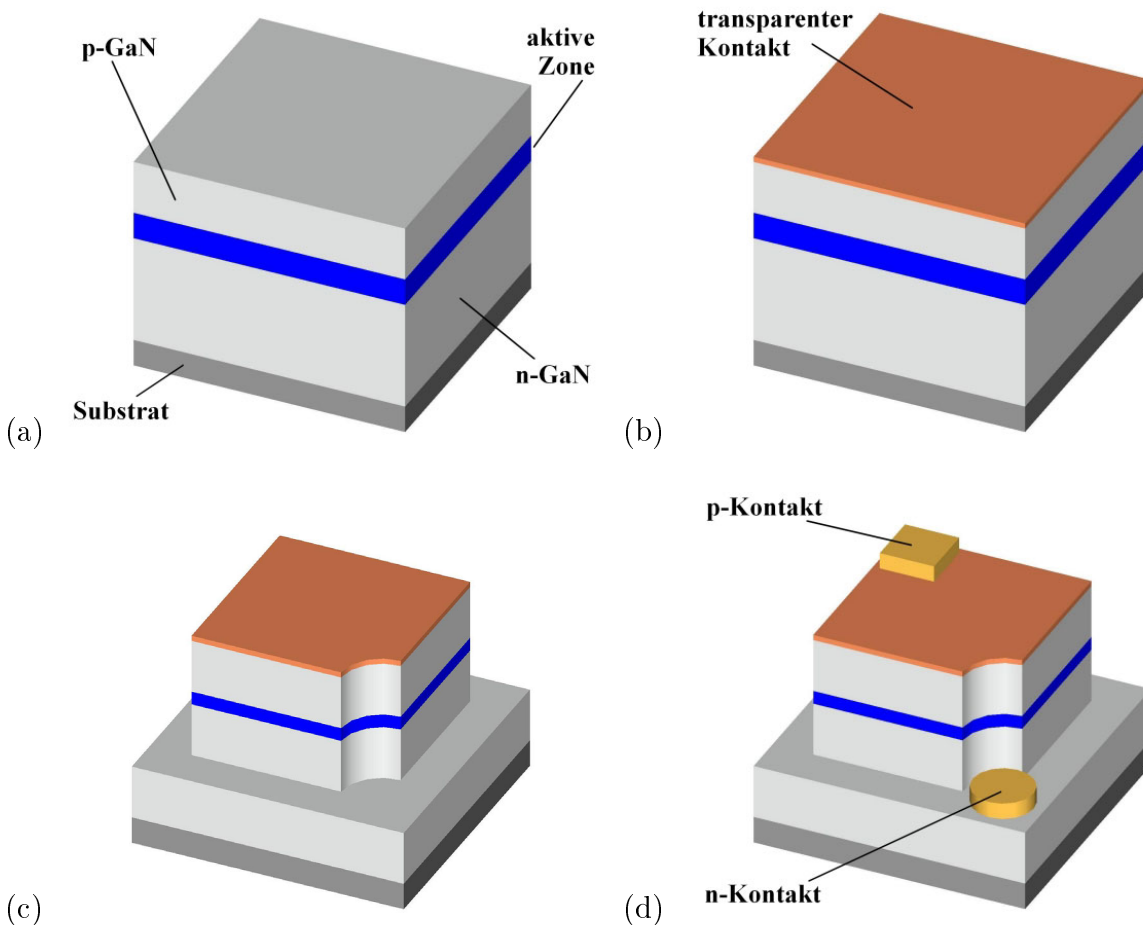


Abbildung 5.2: Herstellungsprozess einer GaN-LED: Auf dem epitaktischen Material (a) wird nach dem Aktivieren des Akzeptors ein transparenter Kontakt aufgebracht (b). Nach dem Strukturieren der Probe (c) werden p- und n-Kontakt deponiert (d).

5.1.2 Prozessierung

Abbildung 5.2 zeigt den Ablauf zur Herstellung einer InGaN/GaN-Leuchtdiode. Nach der Aktivierung des Mg-Akzeptors kann zur Verbesserung der Strominjektion ein semitransparenter Kontakt aufgebracht werden. Dann folgt das Strukturieren der Mesa durch Trockenätzen. Abschließend werden p- und n-Kontakte aufgedampft und legiert.

Ausgehend von ersten Veröffentlichungen über GaN-basierende LEDs wurden vor dieser Arbeit folgende Prozessparameter für die Prozessierung von Leuchtdioden verwendet:

- **Aktivierung:** 800 °C, 10 min in N₂-Atmosphäre.
- **CAIBE:** 4 sccm Ar, 4 sccm Cl₂, $T_S = -20$ °C, $\alpha_S = 90$ °, $U_B = 400$ V.
- **p- und n-Kontakt:** Ni/Au (20/100 nm) ohne nasschemische Vorbehandlung, legiert bei 400 °C für 5 min.

Im Zuge der bisherigen Untersuchung haben sich für die Einzelprozesse jedoch die nachfolgenden Parameter bewährt:

- **Aktivierung:** 800 °C, 5 min in N₂-Atmosphäre.
- **CAIBE:** 6 sccm Ar, 4 sccm Cl₂, $T_S = 0$ °C, $\alpha_S = 105$ °. Die Abtragrate ist dabei abhängig von der Ionenenergie.
- **p-Kontakt:** Ni/Au (20/100 nm) mit HF(1%)-Dip (RT, 15 s), legiert bei 400 °C für 2 min.
- **n-Kontakt:** Ti/Al/Ni/Au (5/120/20/80 nm) auf geätzter Oberfläche (200 eV Ionenenergie) und einem Legierschritt bei 600 °C für 2 min.
- **semitransparenter Kontakt:** Ni/Au (2/4 nm) ungetempert.

Diese Schritte sollen nun kombiniert und aufeinander abgestimmt werden, um ein optimales Ergebnis für die Charakteristik der hergestellten Leuchtdioden zu erzielen.

5.1.3 Charakterisierung

Es gibt eine Vielzahl von Kenndaten, nach denen Leuchtdioden charakterisiert und miteinander verglichen werden. Dazu gehören Emissionsspektrum, UI-Kennlinie, Ausgangsleistung und Effizienz, aber auch Abstrahlverhalten, Herstellungskosten und Lebensdauer. Die drei letzt genannten spielen vor allem bei der Kommerzialisierung von Leuchtdioden eine Rolle [129]. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die zuerst genannten Punkte untersucht.

5 Herstellung von Leuchtdioden

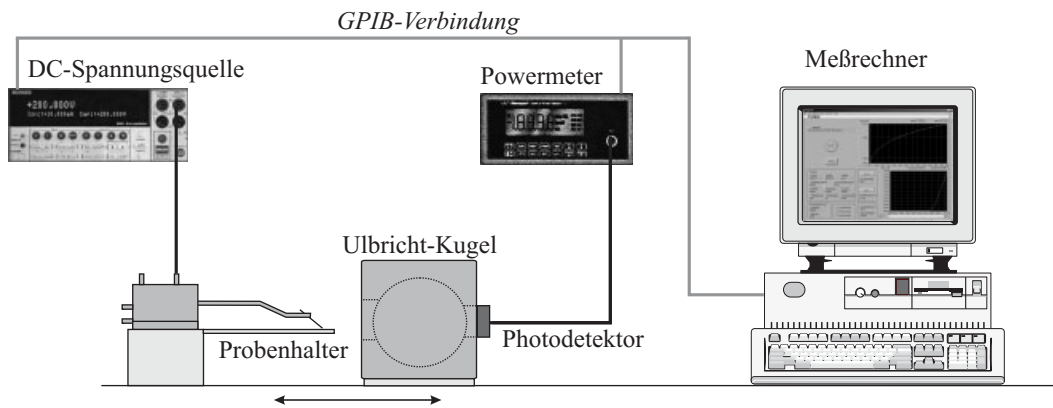


Abbildung 5.3: Aufbau der Messapparatur zur Charakterisierung der Leuchtdioden.

5.1.3.1 Messaufbau

Zur Charakterisierung der Leuchtdioden dient der in Abbildung 5.3 gezeigte Messaufbau. Die LEDs werden über eine steuerbare Stromquelle betrieben und hinsichtlich Emissionsspektrum, UI-Kennlinie und Ausgangsleistung untersucht. Die gesamten Messungen werden bei Raumtemperatur und on-wafer, d.h. im nicht vereinzelt Zustand durchgeführt. Der Messaufbau besteht aus einer Stromquelle (Keithley 2400 Source Meter), einem Leistungsmessgerät (Newport Optical Power Meter 1830-C) und einer Ulbricht-Kugel (Newport 819-UV-OPT), in der die integrale Lichtleistung der LEDs gemessen wird. Zum Messen des Emissionsspektrums wird der Photodetektor an der Ulbrichtkugel durch ein Spektrometer (ETA CSS 50) ersetzt.

5.1.3.2 Auswertung

Strom-Spannungs-Charakteristik Zunächst sollen die Leuchtdioden anhand der UI-Kennlinien analysiert werden, um den Einfluss der Prozesstechnologie zu untersuchen. Dazu wird das Bauelement wie in Abbildung 5.4 gezeigt in eine ideale Diode mit Serien- und Parallelwiderstand zerlegt [130]. Abbildung 5.5 zeigt die Kennlinie einer idealen Diode, deren Verhalten durch die Diodengleichung

$$I_D = I_0 \left(\exp \left\{ \frac{\beta}{m} U_d \right\} - 1 \right) \quad (5.1)$$

beschrieben wird. $\beta = \frac{e}{k_B T}$ wird als inverse thermische Spannung bezeichnet und I_0 ist der Sättigungsstrom. Der Idealitätsfaktor m gibt an, ob der Stromtransport Diffusions- ($m = 1$) oder Rekombinations-limitiert ($m = 2$) ist. Sind beide Anteile vergleichbar, dann hat m einen Wert zwischen eins und zwei. Erweitert man die ideale Diode mit einem externen Serienwiderstand R_S , so begrenzt dieser den Stromfluss in Vorwärtsrichtung

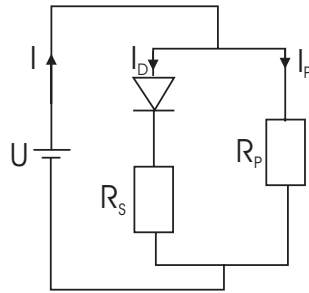


Abbildung 5.4: Ersatzschaltbild einer Leuchtdiode.

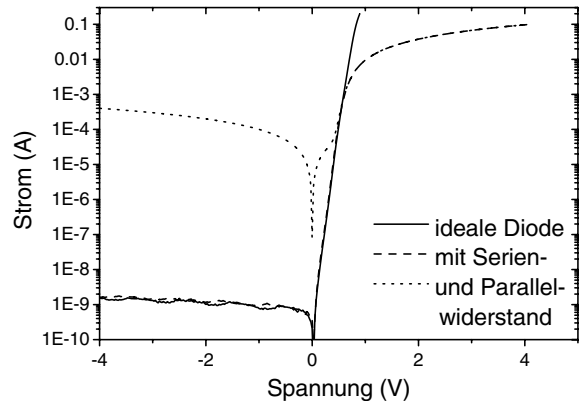


Abbildung 5.5: Simulation zu der in Abbildung 5.4 gezeigten Diode.

und führt zu einer Sättigung des Stroms (Abb. 5.5). Ein parallel geschalteter Widerstand R_P erhöht vor allem den Strom in Sperrrichtung. Darüber hinaus dominiert er bei kleinen Strömen den Gesamtstrom. Der Gesamtstrom wird durch

$$I = I_D + I_P = I_0 \left(\exp \left\{ \frac{\beta}{m} (U - I_D R_S) \right\} - 1 \right) + \frac{U}{R_P} \quad (5.2)$$

bestimmt [130].

Der Serienwiderstand eines realen Bauelements setzt sich im Wesentlichen zusammen aus den Bahnwiderständen im p- und n-Gebiet und den Kontaktwiderständen. Von Seiten der Prozesstechnologie kann durch den Einsatz von niederohmigen Kontaktsystemen und geeigneten Aktivierungsprozessen Einfluss auf das UI-Verhalten der LEDs genommen werden. Der Parallelwiderstand hat seine Ursache in Defekten, die unterschiedlicher Herkunft sein können. Ein Teil entsteht während des epitaktischen Wachstums der Schichten, ein anderer beim Strukturieren der LEDs. Beispielsweise kann durch die Wahl des Ätzprozesses die Schädigung der Mesa-Flanke und somit die Ausbildung eines leitfähigen Oberflächenkanals minimiert werden.

Emissionsspektrum und Ausgangsleistung Das Emissionsspektrum der LEDs wird durch die gewachsene MQW-Struktur [14] und ihre Homogenität über den Wafer bestimmt. Abbildung 5.6 zeigt das typische Emissionsspektrum der verwendeten Epitaxieschichten bei unterschiedlichen Strömen. Im Niederstrombereich (< 20 mA) ist eine Verschiebung der Peakwellenlänge zu höheren Energien (Blauverschiebung, blue-shift) erkennbar, die auf band-filling Effekte in Verbindung mit dem sogenannten quantum confined Stark effect zurückzuführen sind [131]. Von 20 bis 100 mA ändert sich die Peakwellenlänge nicht, bei höheren Strömen verschiebt sie sich zu längeren Wellenlängen hin.

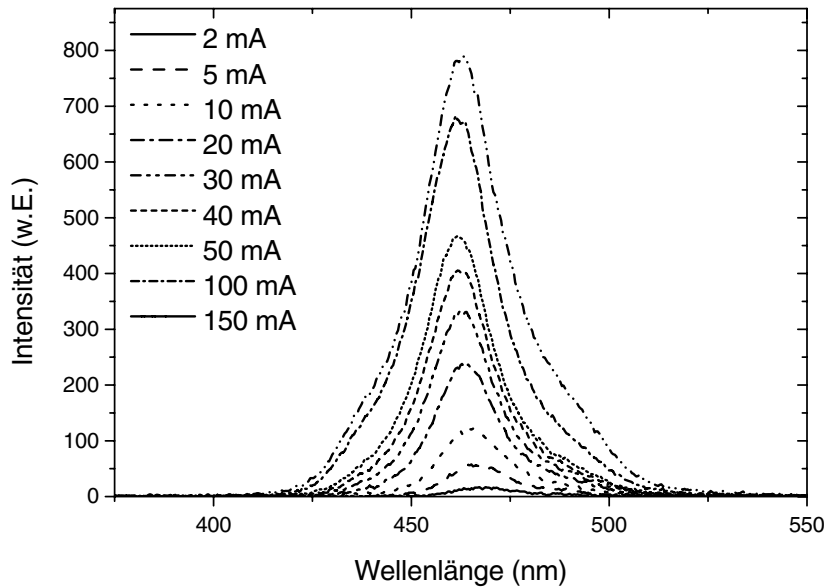


Abbildung 5.6: Emissionsspektren der in Abbildung 5.7 gezeigten LED-Struktur (hier Versuch V9) bei unterschiedlichen Strömen.

Dieser als Rotverschiebung (red-shift) bekannte Effekt ist auf die Erwärmung des Bauelements zurückzuführen [132]. Die Verbreiterung des Emissionsspektrums mit zunehmendem Strom entsteht durch Fluktuation der In-Komposition im InGa_N-Quantenfilm [133]. Die optische Ausgangsleistung der Bauelemente wird mit Hilfe der Ulbricht-Kugel bestimmt, wobei die Peakwellenlänge des Emissionsspektrums bei 20 mA zur Kalibration verwendet wird, um die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der Photodiode zu berücksichtigen und die gemessene Leistung entsprechend zu korrigieren. Da nur das Licht zur Ausgangsleistung beiträgt, das vom LED-Chip emittiert wird, muss von Seiten der Prozesstechnologie die Voraussetzungen geschaffen werden, unabhängig von den epitaktischen Einflüssen möglichst viel Licht zu generieren und dieses aus dem Halbleiter auszukoppeln. Durch Verminderung der ohmschen Verluste und der damit verbundenen geringeren Erwärmung kann eine höhere interne Quanteneffizienz erreicht werden. Vereinzelt der Bauelemente unterdrückt die Ausbreitung geführter Moden und somit Reabsorption [134]. Geeignetes Strukturieren der Bauelementoberfläche erhöht die Auskoppelwahrscheinlichkeit der Photonen [135, 22]. Durch den Einsatz von semitransparenten Kontakten [136] wird sowohl das UI-Verhalten der LEDs verbessert, als auch eine erhöhte Lichtauskoppelung erzielt.

Um die Einflüsse der jeweiligen Prozessschritte untereinander vergleichen zu können, wurde, sofern nicht anders beschrieben, bei allen Untersuchungen dieselbe Struktur verwendet.

Abbildung 5.7: Mikroskopaufnahme der untersuchten Leuchtdiode. Der p-Kontakt ist mittig auf der Mesa platziert, der semitransparente Kontakt bedeckt sie nahezu vollständig. Der n-Kontakt umschließt die Mesa vollständig.

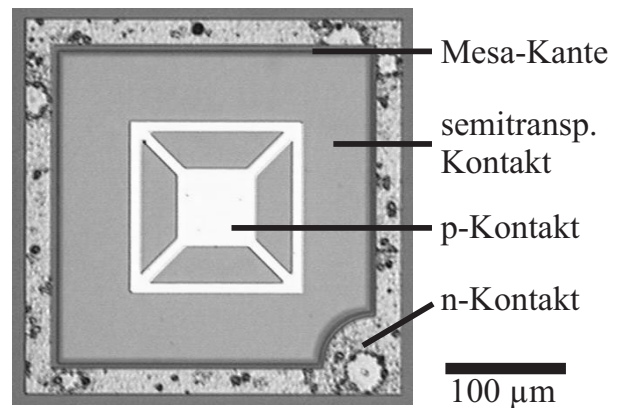


Abbildung 5.7 zeigt die untersuchte LED nach dem Aufbringen des semitransparenten Kontaktes. Das quadratische Bauelement ist vollständig vom n-Kontakt umgeben. Der p-Kontakt ist mittig auf der Mesa platziert, das Gitter dient der besseren Strominjektion. Der semitransparente Kontakt bedeckt nahezu die gesamte Mesa, an der Mesa-Kante wurde jeweils ein $4\ \mu\text{m}$ breiter Rand als Justiertoleranz für die Lithographie freigelassen.

Effizienz Eine der wichtigen Kenndaten einer LED ist die Konversionseffizienz (wall-plug efficiency)

$$\eta_{wp} = \frac{P_{opt}}{P_{el}} = \frac{P_{opt}}{UI} \quad , \quad (5.3)$$

die das Verhältnis der optischen Ausgangsleistung eines Bauelements zur zugeführten elektrischen Leistung beschreibt. Die in dieser Gleichung verwendete Spannung setzt sich aus der Spannung über dem pn-Übergang und der Spannung zusammen, die durch die ohmschen Verluste entsteht.

Möchte man die Effizienz einer Leuchtdiode jedoch unabhängig von der Spannung betrachten, dann wird die externe Quanteneffizienz

$$\eta_q = \frac{P_{opt}/h\nu}{I/e} = \frac{P_{opt}}{I} \cdot \frac{e\lambda}{hc} \quad , \quad (5.4)$$

verwendet, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Peak-Wellenlänge des Emissionsspektrums ist. Die externe Quanteneffizienz gibt das Verhältnis emittierter Photonen zu injizierten Ladungsträgern an und setzt sich aus der Auskoppelleffizienz, dem Injektionswirkungsgrad und der internen Quanteneffizienz zusammen. Die Auskoppelleffizienz beschreibt das Verhältnis des ausgekoppelten zum generierten Licht. Aufgrund des Halbleiter-Luft Übergangs kann Licht nur in einem kleinen Raumwinkel emittieren, der Großteil erfährt Totalreflexion. Der Injektionswirkungsgrad berücksichtigt den Anteil des injizierten Stroms, der in Form von Leckströmen nicht zur Rekombination zur Verfügung steht. Die verbleibenden Ladungsträger können im aktiven Medium strahlend und nicht-

strahlend rekombinieren, wobei die interne Quanteneffizienz den Anteil der strahlenden Übergänge beschreibt. Eine genauere Beschreibung dieser Wirkungsgrade und Möglichkeiten zu ihrer Bestimmung ist in [137] gegeben.

5.2 Optimierung der Prozesstechnologie

5.2.1 Einfluss der Kontaktmetallisierung und der zugehörigen Prozessführung

In der ersten Prozessreihe soll der Einfluss der Kontaktmetallisierungen auf das UI-Verhalten der Leuchtdiode untersucht werden. Dazu wurden vier verschiedene Prozessfolgen betrachtet: V1 verwendet das Ni/Au-Schema ohne HF-Dip als p- und n-Kontakte, bei V2 werden die optimierten Ti/Al/Ni/Au- und Ni/Au-Metallisierungen verwendet. Dabei wird zuerst der p-Kontakt aufgedampft und legiert, dann der n-Kontakt. Bei V3 wird diese Reihenfolge umgedreht. Im Versuch 4 (V4) wurden die beiden Metallisierungen in einem gemeinsamen Schritt bei 500 °C für 2 min legiert. Diese Temperatur ist der Mittelwert der beiden Legierprozesse für p- und n-Kontakt. Bei dieser Temperatur waren in den vorangegangenen Untersuchungen die Ni/Au-Kontakte noch ohmsch, die Ti/Al/Ni/Au zeigten nahezu sperrfreies Verhalten (siehe Kap. 4). Bei allen Proben wurde vor der Metalldeposition der Mg-Akzeptor aktiviert (800 °C, 10 min) und anschließend die Mesa strukturiert (alter Prozess).

Abbildung 5.8 zeigt die UI-Kennlinien der Proben V1 bis V4. Die nach der anfänglichen Prozessparametern prozessierte Probe zeigt die höchste Knickspannung und den höchsten Serienwiderstand dieser Versuchsreihe, wobei die Knickspannung als der Schnittpunkt der (gedachten) Verlängerung des linearen Kennlinienbereichs in Vorwärtsrichtung mit der 0 mA-Linie definiert ist. Die hohe Knickspannung ist auf die n-Kontakte zurückzuführen, da Ni/Au auf n-GaN kein ohmsches Verhalten zeigt (siehe Kap. 4.3). Bei Spannungen von etwa 8 V kommt es bei diesen Bauelementen zum Durchbruch, die Dioden werden kurzgeschlossen und es ist keine optische Aktivität mehr messbar. Ursache für den Kurzschluss ist die Migration von Metallen entlang von Defekten, die sowohl durch die hohen Spannungen, als auch durch die starke Erwärmung der LEDs verstärkt wird [103].

Durch den Einsatz der optimierten Kontaktschemata tritt eine deutliche Verbesserung des UI-Verhaltens der LEDs ein (Abb. 5.8). Ein Vergleich der Kennlinien der Proben V2 und V3 zeigt den Einfluss der genauen Reihenfolge bei der Herstellung von InGaN/GaN-LEDs. Zuerst muss der n-Kontakt aufgebracht und legiert werden, dann folgt der p-Kontakt. Dies liegt an den Temperaturfenstern, in denen die jeweiligen Kontakte nach

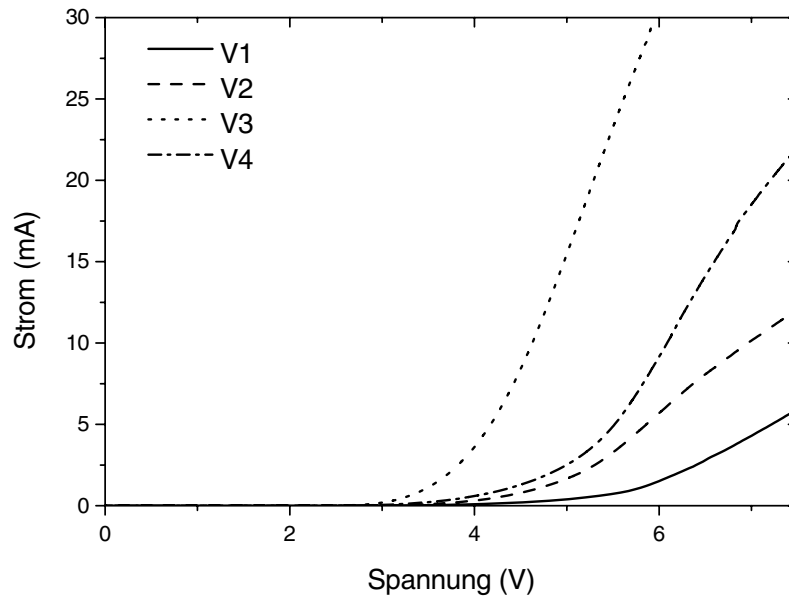


Abbildung 5.8: Einfluss der Prozessführungen V1 bis V4 auf die UI-Kennlinien der InGaN/GaN-LEDs. Bei diesen Versuchen wurden die Kontaktmetallisierungen auf die optimierten Metallschemata und Legierschritte umgestellt. Bei allen Bauelementen handelt es sich um die in Abbildung 5.7 rechteckige LED.

dem Tempern sperrfreies Verhalten zeigen. Bei Ni/Au auf p-GaN ist es zwischen 300 und 500 °C, bei Ti/Al/Ni/Au auf n-GaN zwischen 600 und 800 °C. Beim Tempern des p-Kontaktes verändern sich die Eigenschaften des Ti/Al/Ni/Au-Kontaktes nicht mehr, wenn dieser bereits bei 600 °C legiert wurde. Dreht man jedoch die Reihenfolge der Kontakte und Legierschritte um, verschlechtert sich der p-Kontakt wieder, wenn der n-Kontakt legiert wird. Mit der Reihenfolge der Kontakte – erst n-, dann p-Kontakt – wurden auch die besten UI-Kennlinien bei GaN-basierenden Laserdioden erzielt [138].

Ein gemeinsamer Legierschritt für p- und n-Kontakte wirkt sich hingegen negativ auf die Strom-Spannungs-Charakteristik der Bauelemente aus (Abb. 5.8), wobei hauptsächlich die Eigenschaften des p-Kontakts verschlechtert werden. Dieser zeigt nach diesem Legierschritt sperrendes Verhalten.

Für die weiteren Experimente wird zuerst der Ti/Al/Ni/Au-Kontakt aufgebracht und legiert, gefolgt vom Ni/Au-Kontakt (mit HF-Dip) und dessen Temperschritt.

5.2.2 Mesa-Strukturierung

Nachdem die Reihenfolge, in der die Kontakte aufgebracht und legiert werden müssen, festgelegt wurde, soll nun der Einfluss der CAIBE-Prozesse genauer betrachtet werden.

5 Herstellung von Leuchtdioden

Der bisherige CAIBE-Prozess wird bei dieser Versuchsreihe durch die optimierten Prozessparameter ersetzt. Beim Experiment V5 wird eine Ionenenergie von 400 eV verwendet, bei V6 600 eV. Da die Abtragsrate bei 200 eV nur 2 nm/min beträgt, wird beim Prozessdurchlauf V7 zuerst mit 400 eV gearbeitet, gefolgt von einem zweiten Schritt mit 200 eV. Im ersten Schritt wird die Tiefe der Mesa weitgehend definiert, durch den zweiten Schritt mit einer Dauer von 5 min werden die entstandenen Ätزشäden entfernt und der Einfluss des 200 eV-Prozesses dominiert das Ergebnis. Im letzten Experiment V8 wird die Mesa in einem Schritt strukturiert, innerhalb der letzten drei Minuten wird jedoch bei ansonsten konstanten Parametern die Beschleunigungsspannung auf 100 V reduziert und dort eine Minute gehalten. Mit diesem Prozess konnten bei früheren Untersuchungen deutlich verbesserte Kontakteigenschaften im Vergleich zu Metallisierungen auf normal geätztem GaN erzielt werden [96]. Zur Verdeutlichung der Prozesse ist der Verlauf der Beschleunigungsspannung für die einzelnen Versuche in Abbildung 5.9 dargestellt. Die mittels Oberflächenprofilometer bestimmte Ätztiefe betrug bei allen Bauelementen zwischen 295 und 310 nm. Aufgrund dieser geringen Varianz können die Bauelemente direkt miteinander verglichen werden, ohne zusätzliche Bahnwiderstände berücksichtigen zu müssen [139].

Abbildung 5.10 zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristika der untersuchten LEDs. Ein Vergleich der Kennliniensteigungen in der linearen Darstellung (links) ordnet den größten Serienwiderstand der Probe zu, die nach dem alten Verfahren strukturiert wurde. Durch den Einsatz der neuen Prozessparameter beim Trockenätzen lässt sich der Serienwiderstand, genauer gesagt der Beitrag des n-Kontakts, der auf der geätzten Halbleiteroberfläche deponiert wird, reduzieren. Das beste Kennlinienverhalten wurde durch das Verfahren erreicht, bei dem am Ende des Prozesses die Energie der Ionen verringert wurde. Da die verglichenen LEDs alle vom selben Wafer stammen und den gleichen Abstand zum Mittelpunkt der rotationssymmetrischen Probe haben, kann dieser Unterschied im UI-Verhalten eindeutig der Prozessführung zugeordnet werden und ist nicht durch eventuelle Variation

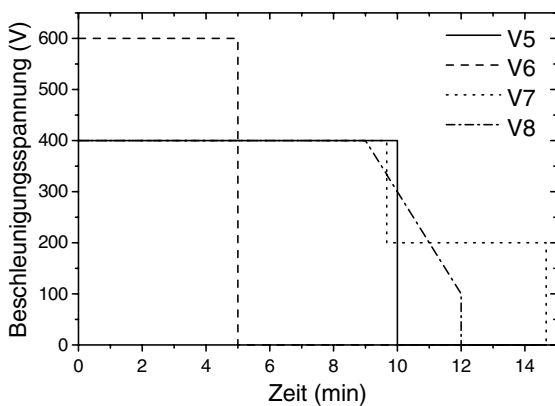


Abbildung 5.9: Verlauf der Beschleunigungsspannungen in der CAIBE für die Versuche V5 bis V8. Dabei soll der Einfluss der Ionenenergie beim Trockenätzen auf das UI-Verhalten der LEDs untersucht werden. Die Ätztiefe beträgt bei allen Proben etwa 300 nm.

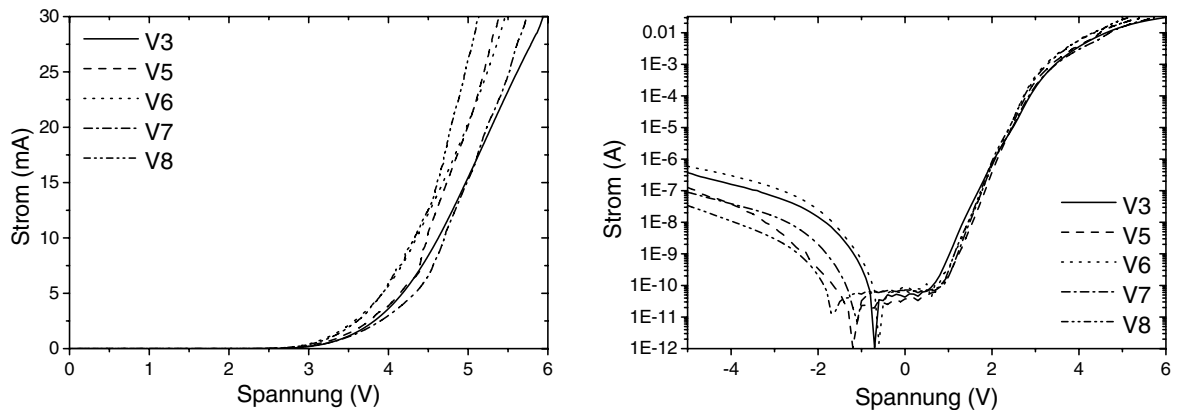


Abbildung 5.10: UI-Kennlinien von InGaN/GaN-LEDs in linearer (links) und semilogarithmischer (rechts) Darstellung. Die Mesa der Bauelemente (ca. $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$) wurde mit verschiedenen Ätzparametern strukturiert.

über die Epitaxieschichten erklärbar.

Deutlicher wird der Einfluss des Trockenätzprozesses bei der Betrachtung der UI-Kennlinien in semilogarithmischer Darstellung (Abb. 5.10 rechts). Die bei senkrechtem Ioneneinfall geätzte Probe (V3, 400 eV Ionenenergie, alter Ätzprozess) zeigte einen hohen Leckstrom in Rückwärtsrichtung ($0.35\ \mu\text{A}$ bei $-5\ \text{V}$), der nur noch bei dem Bauelement übertroffen wird, das mit einer Ionenenergie von 600 eV (V6) strukturiert wurde. Den niedrigsten Leckstrom von $34\ \text{nA}$ bei einer angelegten Spannung von $-5\ \text{V}$ zeigt auch hier die Probe V8, bei der die Ionenenergie langsam verringert wurde. Bei den nachfolgenden Versuchen werden deshalb diese Parameter beim Trockenätzen verwendet.

5.2.3 Aktivierungsprozess

Bei allen bisherigen Versuchen wurde der Mg-Akzeptor für 10 min bei $800\ ^\circ\text{C}$ aktiviert. Dieser Schritt wurde nach einer anfänglichen Reinigung und vor der Lithographie für den Trockenätzprozess durchgeführt. Die Zeit des Annealingprozesses soll nun bei optimierter Prozessführung auf 5 min reduziert, und einmal vor (V9) und nach (V10) dem Ätzen ausgeführt werden. Mit dem Vertauschen von Ätzprozess und Annealing soll untersucht werden, ob durch den nachträglichen Tempersschritt die während des Ätzvorgangs erzeugten Defekte an der Halbleiteroberfläche ausgeheilt werden können, wie es in [140, 141] beschrieben wird.

Abbildung 5.11 zeigt die semilogarithmischen aufgetragenen UI-Kennlinien von LEDs aus den Versuchen V8 bis V10, die sich in linearer Darstellung nicht voneinander unterscheiden lassen. Durch die Reduktion der Annealzeit kann der Leckstrom im Bauelement auf etwa $7\ \text{nA}$ bei $-5\ \text{V}$ Sperrspannung vermindert werden. Vertauscht man die Reihenfolge

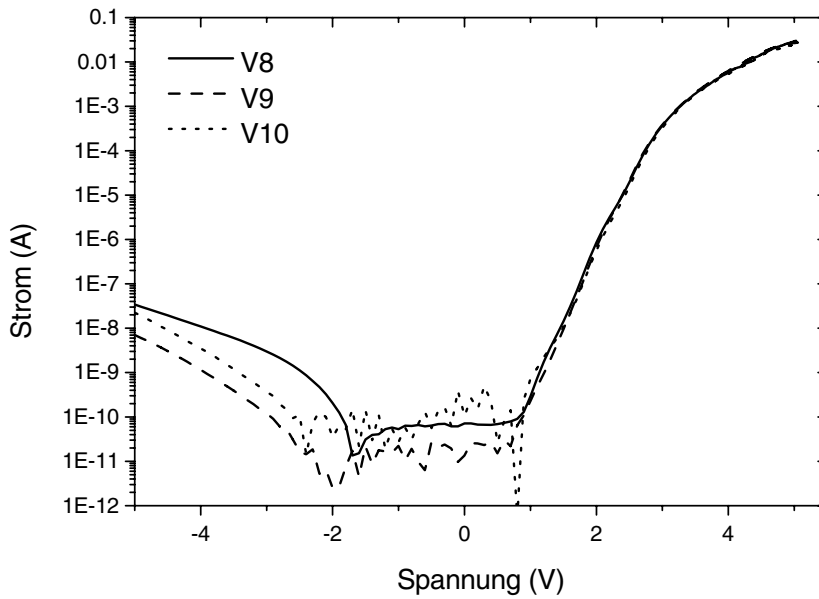


Abbildung 5.11: Vergleich der UI-Kennlinien von InGaN/GaN-LEDs, die mit dem alten (800 °C/10 min, V8) und dem neuen (800 °C/5 min, V9 und V10) Annealingprozess aktiviert wurden. Während bei V8 und V9 die Probe vor dem Ätzen annealt wurde, wird bei V10 die Probe vorher strukturiert.

von p-Aktivierung und Strukturierung (V10), so erhöht sich der Leckstrom wieder, bleibt aber weiterhin unterhalb dem von Experiment V8. Damit konnte gezeigt werden, dass bei den verwendeten Ätzparametern die erzeugten Schäden nur geringen bis gar keinen Einfluss auf die Eigenschaften der Leuchtdioden haben. Wäre das Gegenteil der Fall, würde die Reihenfolge dieser beiden Prozesse die Bauelementeigenschaften deutlich erkennbar beeinflussen. In Anlehnung an die ursprüngliche Prozessführung wird auch in Zukunft der Annealschritt vor der Strukturierung der Mesa durchgeführt.

Die in Kapitel 2.4.1.2 diskutierten Ergebnisse der Aktivierung der Mg-Dotierung zeigen einen Anstieg der p-Leitfähigkeit mit zunehmender Annealtemperatur (Abb. 2.11). Gleichzeitig erkennt man eine Sättigung der freien Ladungsträgerkonzentration ab etwa 800 °C. Inwieweit dies Einfluss auf das Bauelement LED hat, soll durch die Experimente V9 (800 °C), V11 (700 °C) und V12 (900 °C) geklärt werden, bei denen die Proben bei ansonsten identischer Prozessführung unterschiedlich annealt wurden. Ein Vergleich der UI-Kennlinien (Abb. 5.12 links) zeigt, dass das Verhalten der Proben V9 und V11 nur geringfügig voneinander abweicht. Erhöht man jedoch die Annealtemperatur auf 900 °C, so steigt der Leckstrom um etwa zwei Größenordnungen. Da zum Zeitpunkt der Aktivierung noch kein weiterer Prozessschritt durchgeführt wurde, ist dieser Anstieg nur über

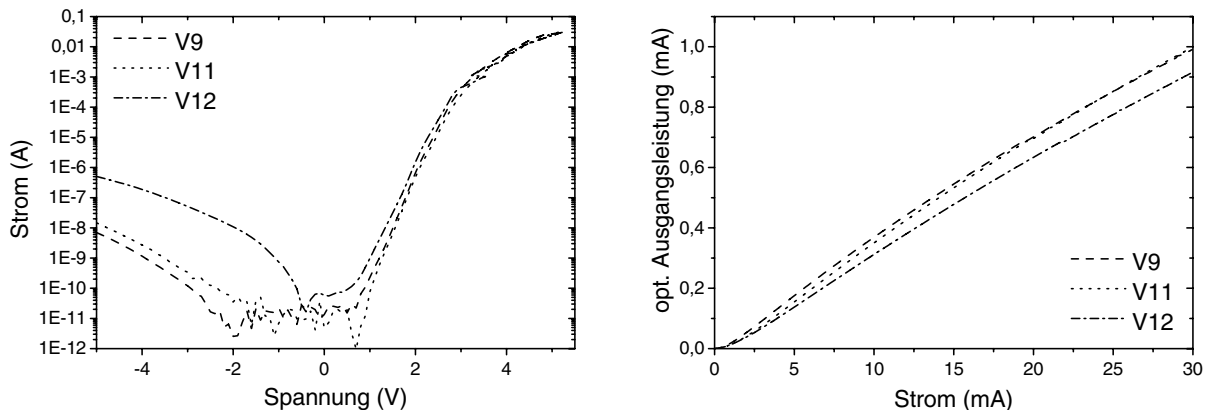


Abbildung 5.12: Einfluss des Aktivierungsprozesses auf die UI-Kennlinien (links) und die optische Ausgangsleistung (rechts) der InGaN/GaN-LEDs. Die Proben wurden bei 700 (V11), 800 (V9) und 900 °C (V12) annealt.

die Generation von Defekten oder anderen Ursachen im Bereich der Kristallstruktur der epitaktischen Schichten erklärbar. Hierbei sind vor allem zwei Möglichkeiten zu nennen: Zum einen ist die Annealtemperatur von 900 °C deutlich oberhalb der Wachstumstemperatur von InGaN, wodurch es zu Reaktionen in der aktiven Zone (Verschmieren der Quantenfilme, In-Dekomposition) kommen kann. Zweites kann bei diesen Temperaturen Magnesium aus der p-Schicht in die darunter liegenden Schichten diffundieren und unter Umständen bis in die MQWs vordringen. An den gemessenen optischen Ausgangsleistungen der LEDs (Abb. 5.12 rechts) zeigt sich, dass eine Erhöhung der Annealtemperatur von 800 auf 900 °C eine Verringerung der Leistung um etwa 10% bewirkt. Da keine Veränderung des Emissionsspektrums erkennbar ist, ist eine Veränderung der aktiven Zone eher unwahrscheinlich. Dies und die fehlende AlGaIn-Elektronenbarriere legen den Schluss nahe, dass bei hohen Annealtemperaturen Magnesium vom p-Gebiet in die aktive Zone dringt, und dort nichtstrahlende Übergänge ermöglicht.

5.2.4 Semitransparenter Kontakt

Als vorletzter Optimierungsschritt vor der Separation der Bauelemente werden die Leuchtdioden mit einem zusätzlichen semitransparenten Ni/Au-Kontakt versehen. Die verwendeten Schichtdicken sind 2 bzw. 4 nm für Nickel bzw. Gold.

5.2.4.1 Einbrennverhalten

Charakterisiert man die Leuchtdioden nach dem Aufbringen des semitransparenten Kontakts, so erhält man die in Abbildung 5.13 gezeigte UI-Kennlinie. Man kann bei der ersten Messung deutliche Sprünge im Strom-Spannungs-Verhalten erkennen, wobei sich

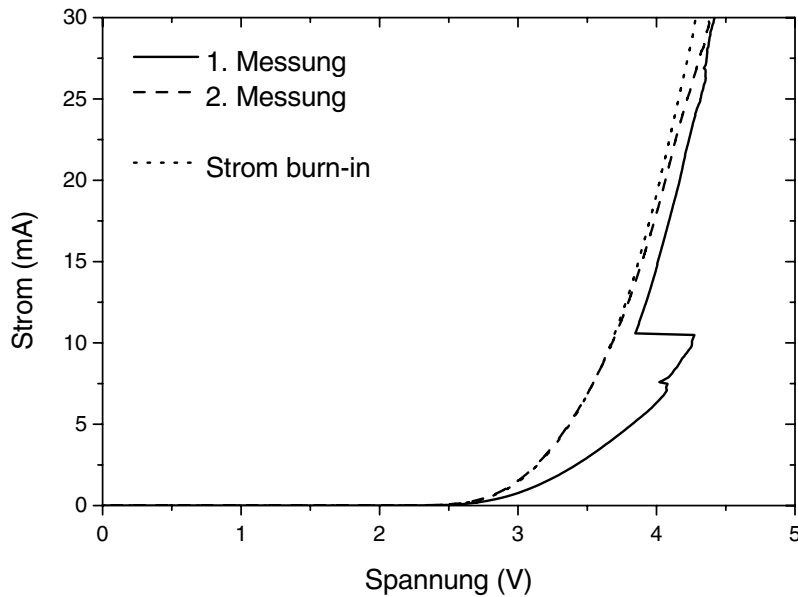


Abbildung 5.13: Einbrennverhalten des nichtlegierten semitransparenten Kontaktes.

die Kennlinie stetig verbessert. Bei diesem Vorgang, der auch in anderen Materialsystemen beobachtet wurde [135], wird in diesem Falle der unbehandelte semitransparente Kontakt eingebrennt. Durch die eingeprägte Leistung wird die elektrische Barriere an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche kurzgeschlossen und es bildet sich ein ohmscher Kontakt aus.

Bei der zweiten Messung an derselben Diode zeigt diese keine weiteren Sprünge in der Kennlinie (Abb. 5.13), sie verbleibt vielmehr im verbesserten Zustand. Um nicht immer die gesamte Kennlinie durchfahren zu müssen, kann auch ein Strom burn-in (30 mA für 30 s) durchgeführt werden. Dieser führt zur zum gleichen Ergebnis, der Zeitaufwand ist jedoch geringer.

5.2.4.2 Einfluss der Nachbehandlung auf die UI-Kennlinie

Vergleicht man eine Leuchtdiode ohne und mit semitransparentem Kontakt, so zeigt sich eine deutliche Verbesserung der UI-Kennlinie (Abb. 5.14). Die Knickspannung der Diode verringert sich bei gleichzeitiger Reduktion des Serienwiderstandes. Beides ist auf die deutlich vergrößerte Fläche des p-Kontakts (ca. Faktor 6 bei diesem Bauelement) zurückzuführen, da der Widerstand reziprok zur Kontaktfläche skaliert. Die in Abbildung 5.14 gezeigte Kennlinie der LED mit semitransparentem Kontakt wurde nach dem Strom burn-in gemessen.

Da ein Einbrennen der Leuchtdioden mittels Strominjektion immer abhängig ist von der

eingesetzten Prozesstechnologie (Kontakte, Annealing) und der Epitaxieschicht (Defekte), soll nun geklärt werden, ob dieser Schritt thermisch durchführbar ist. Ein Tempersschritt bei Temperaturen bis 300 °C (2 min in N₂-Atmosphäre) reichte jedoch nicht aus, um den semitransparenten Kontakt einzulegieren. Dieses Ergebnis ist konsistent mit den Untersuchungen von Sheu et al. [142], in denen eine Verbesserung der UI-Kennlinien von dünnen Ni/Au-Kontakten erst ab Temperaturen von 400 °C festgestellt wurden. Legiert man den semitransparenten Kontakt zusammen mit dem p-Kontakt in dessen Standardlegierprozess, dann zeigt sich eine Verschlechterung des Kennlinienverhaltens selbst im Vergleich zur Diode ohne transparenten Kontakt. Dies widerspricht zwar der Veröffentlichung von Sheu et al., ist aber vergleichbar zu den Ergebnissen der Ni/Au-Kontakte in Abschnitt 4.4. Auch hier diffundiert das Gold durch die Ni-Schicht und verschlechtert die Kontakteigenschaften. Es zeigte sich jedoch, dass bei diesen Bauelementen kein zusätzlicher Strom burn-in notwendig ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung von Ni/Au-Kontakten ist Tempern in O₂-haltiger Atmosphäre. Dabei oxidiert Nickel und es bildet sich p-leitendes NiO, das mit Gold-Klustern durchsetzt ist [143]. Diese Kombination erlaubt eine verbesserte Kontaktierung des p-GaNs aufgrund reduzierter Kontaktwiderstände [100] und weist gleichzeitig eine deutlich erhöhte Transmission im Vergleich zu den unbehandelten Schichten auf [119].

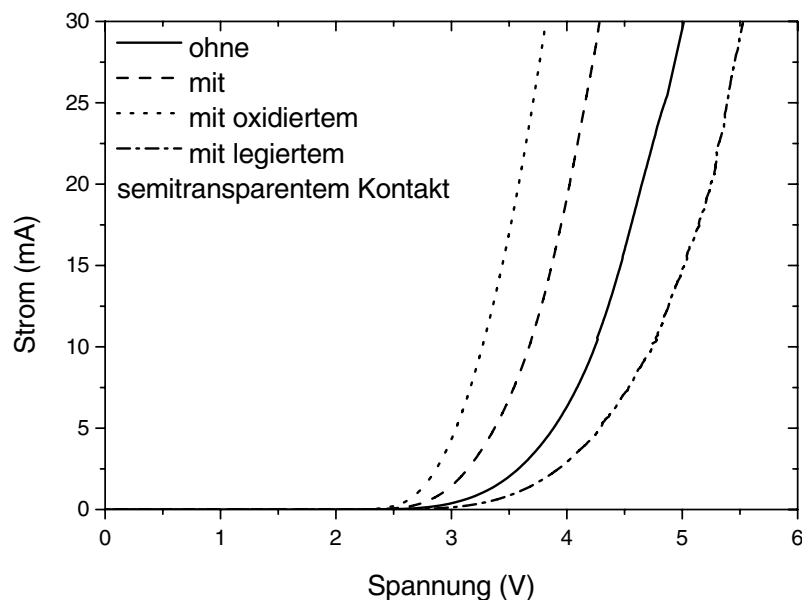


Abbildung 5.14: Vergleich der UI-Kennlinien von LEDs mit und ohne semitransparenten Kontakt. Bei der Probe V13 wurde der p-Kontakt zusammen mit dem semitransparenten Kontakt legiert.

5 Herstellung von Leuchtdioden

Da an der Universität Ulm kein Gerät zur Verfügung steht, bei dem bei Temperaturen von mehr als 150 °C in O₂-haltiger Atmosphäre getempert werden kann, wurde für diese Arbeit ein anderer Ansatz gewählt. Anstatt bei erhöhten Temperaturen werden die Proben bei Raumtemperatur für 5 min in O₂-Atmosphäre (1 Torr) behandelt. Um eine Reaktion zwischen der Metallisierung und der Atmosphäre zu erzwingen, wird ein Plasma oberhalb der Probe gezündet. Die reaktiven Teilchen werden durch die sogenannte downstream-Anordnung der Anlage aus dem Plasma in Richtung der Probe gebracht. Als downstream-Reaktor bezeichnet man Geräte, bei denen der Gaseinlass und die Plasmaquelle oben angebracht sind, der Gasauslass liegt auf der gegenüberliegenden unteren Seite. Mit dieser Anordnung lassen sich Plasmabereich und Probenort voneinander trennen. In Abbildung 5.14 wird die Kennlinie einer Probe mit derart oxidierten Ni/Au-Kontakten mit den bisherigen Ergebnissen verglichen. Mit diesem Prozessschritt konnte eine weitere Verbesserung der UI-Charakteristik der Leuchtdioden erzielt werden, die sich vor allem in einer reduzierten Knickspannung widerspiegelt. Damit konnte gezeigt werden, dass der Oxidationsprozess mittels Plasma zumindest im Hinblick auf die Kennlinieneigenschaften dem einer thermischen Oxidation [144] vergleichbar ist. Allerdings müssen auch diese Kontakte vor dem Messen eingebrannt werden.

5.2.4.3 Vergleich der optischen Ausgangsleistung

Bei den bisherigen Untersuchungen wurde ausschließlich der Einfluss von Prozessschritten auf das UI-Verhalten der Leuchtdioden betrachtet. Beim Einsatz eines semitransparenten Kontakts erwartet man jedoch neben einer Änderung der UI-Charakteristik auch eine Änderung des optischen Verhaltens der Leuchtdiode, da eine deutlich größere Fläche elektrisch gepumpt wird.

In Abbildung 5.15 ist die optische Ausgangsleistung einer LED ohne und mit semitransparentem Kontakt in Abhängigkeit des Stroms dargestellt. Die LED mit dünnem Ni/Au-Kontakt wurde vor dem Sauerstoff-Plasma und danach vermessen. Bei allen abgebildeten Kennlinien ist ein Anlaufbereich für kleine Ströme erkennbar, in dem keine Lichtemission stattfindet. Vergleicht man zunächst die Kennlinien der LED ohne und mit current spreading layer, so steigt der Strom, ab dem Lichtemission detektiert wird, die zugehörige Stromdichte bleibt jedoch konstant. Dies legt den Schluss nahe, dass es sich hier nicht um einen prozesstechnisch induzierten Leckstrom handelt, sondern um eine Absättigung von gleichmäßig verteilten Störstellen [145]. Nach der Behandlung des semitransparenten Kontaktes mit O₂-Plasma reduziert sich der Anlaufbereich wieder auf seinen ursprünglichen Wert. Die restliche Leistungskennlinie geht durch Parallelverschiebung aus dem IP-Verhalten der nicht oxidierten Probe hervor. Dies lässt auf eine Steigerung der Aus-

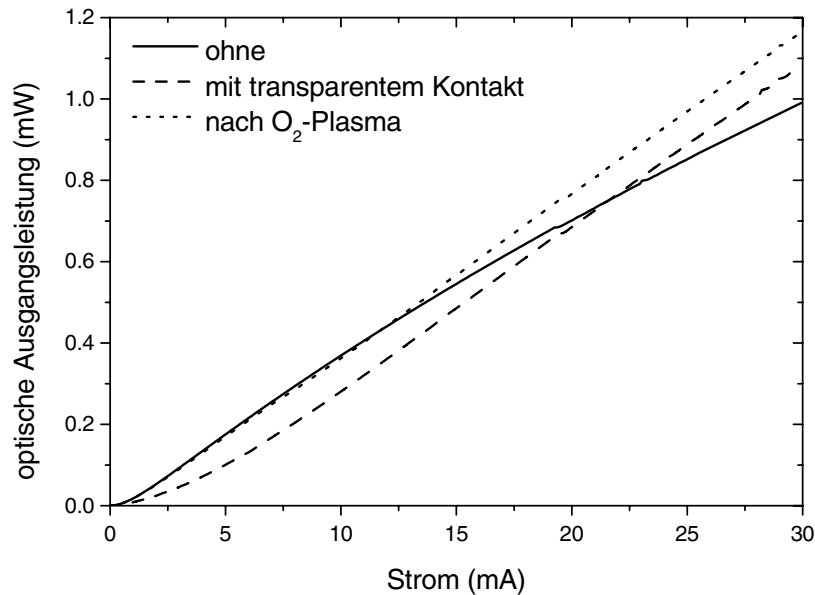


Abbildung 5.15: Strom-Leistungs-Charakteristik der Leuchtdioden aus Abbildung 5.14. Die legierte Probe wurde aufgrund der verschlechterten UI-Kennlinie weggelassen.

gangsleistung aufgrund der besseren Transmission des Nickeloxid schließen.

Nach dem Aufbringen des dünnen Ni/Au-Kontakts reduziert sich die optische Ausgangsleistung der LED für Ströme kleiner 20 mA (Abb. 5.15). Ursache für dieses zunächst unerwartete Verhalten ist die Auskopplung des generierten Lichts. Die zur Seite und nach unten ausgekoppelten Anteile des Lichts sind bei beiden LEDs identisch. Das nach oben abgestrahlte Licht kann nur aus der Leuchtdiode emittiert werden, wenn sein Einfallswinkel zur Halbleiter-Luft-Grenzfläche kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion ist (für GaN etwa 24°) [137]. Der Rest des Lichts wird in den Halbleiter zurück gestreut. Bei der LED ohne semitransparenten Kontakt wird ein Teil der Photonen durch den dicken Kontakt absorbiert oder reflektiert und trägt somit nicht zur gemessenen Ausgangsleistung bei. Bei der anderen LED wird zwar Licht auf einer größeren Fläche erzeugt, doch auch hier koppelt nur ein Teil durch die Oberseite des Bauelements aus. Dieses Licht wird zusätzlich durch den semitransparenten Kontakt zu etwa 50% absorbiert, wodurch insgesamt eine geringere optische Ausgangsleistung erzielt wird. Bei Strömen größer als 20 mA reduziert sich die Lichtleistung der Leuchtdiode ohne current spreading layer aufgrund der höheren Stromdichte und der damit verbundenen Erwärmung des Bauelements im Bereich des Kontakts. Diese Erwärmung führt zunächst zu einer Sättigung der optischen Ausgangsleistung und anschließend zu einer Reduktion der Leistung. Dieser Vorgang wird als thermisches Überrollen (thermal rollover) bezeichnet. Bei der LED mit dünnem

5 Herstellung von Leuchtdioden

Ni/Au-Kontakt hingegen steigt die Ausgangsleistung linear mit dem Strom und thermisches Überrollen ist im untersuchten Strombereich nicht erkennbar. Nach dem Oxidieren des semitransparenten Kontakts und der damit verbundenen erhöhten Transmission erhöht sich die optische Ausgangsleistung um etwa 12% gegenüber der LED mit dem nicht oxidierten Kontakt (Abb. 5.15).

Aus den in Abbildung 5.15 gezeigten Leistungsdaten ergibt sich für die externe Quanteneffizienz das in Abbildung 5.16 dargestellte Verhalten. Für die LED ohne den semitransparenten Kontakt ergibt sich ein maximaler Wirkungsgrad von knapp 1.4% bei einem Strom von 9 mA. Für höhere Ströme nimmt η_q wieder ab. Berücksichtigt man die Abhängigkeit der externen Quanteneffizienz vom internen Quantenwirkungsgrad und der Auskoppel-effizienz, lässt sich dieses Verhalten erklären. Die höhere lokale Erwärmung durch eine erhöhte Stromdichte und ein eventueller current overflow in der aktiven Zone reduzieren die interne Quanteneffizienz und somit auch η_q . Der geringere externe Wirkungsgrad bei Strömen ≤ 20 mA der LED mit semitransparentem Kontakt kann darauf zurückgeführt werden, dass sich die Leuchtdiode noch im Anlaufbereich der IP-Kurve (Abb. 5.15) befindet. Das Absättigen von Defekten kompensiert hier die verbesserte Auskopplung. Da der Anlaufbereich nach dem Oxidieren wieder auf den ursprünglichen kleineren Stromwert zurückgeht, erreicht dieses Bauelement auch vergleichbare Effizienzen für kleine Ströme. Ab etwa 12 mA zeigt sich dann die verbesserte Auskoppel-effizienz des Bauelements mit oxidiertem Ni/Au-Kontakt und die externe Quanteneffizienz steigt über die der LED ohne

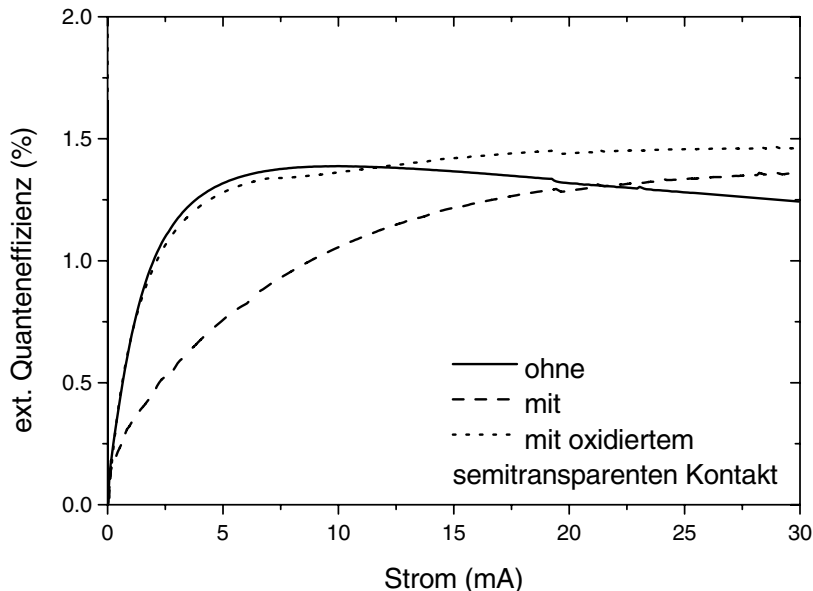


Abbildung 5.16: Externe Quanteneffizienz zu den Leistungsdaten aus Abbildung 5.15.

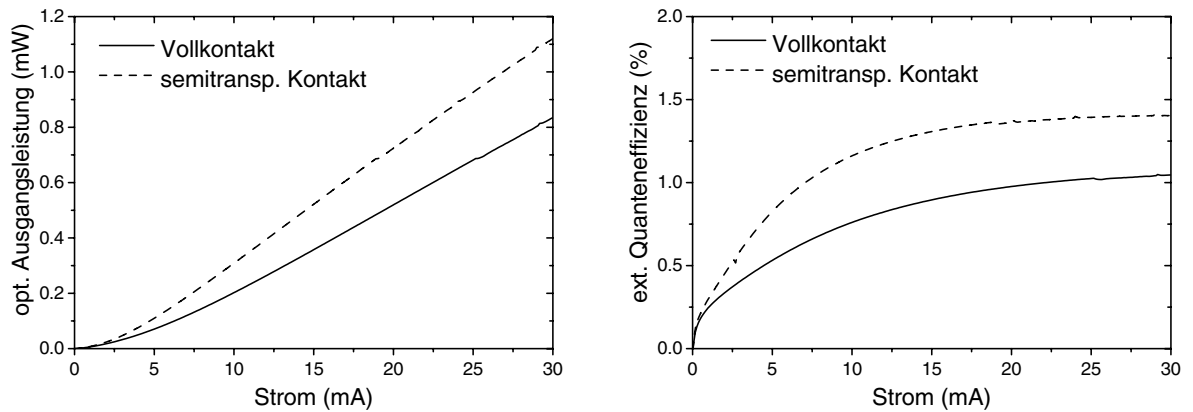


Abbildung 5.17: Optische Ausgangsleistung (links) und zugehörige externe Quanteneffizienz (rechts) einer runden Leuchtdiode. Eine LED hatte einen ganzflächigen dicken p-Kontakt, bei der zweiten wurde dieser durch einen großflächigen semitransparenten Kontakt mit einem mittig platzierten Bondpad ersetzt.

current spreading Schicht.

Deutlicher wird der Einfluss eines semitransparenten Kontakts, wenn er anstelle eines dicken Ni/Au-Kontaktes verwendet wird. In Abbildung 5.17 ist die optische Ausgangsleistung und die externe Quanteneffizienz einer runden LED (Mesadurchmesser $250\ \mu\text{m}$) dargestellt, wobei einmal der Strom über einen Vollkontakt eingepreßt wurde, der die gesamte Mesa bedeckt, und einmal über einen oxidierten current spreading layer und einen zentrisch gelegenen Vollkontakt mit einem Durchmesser von $60\ \mu\text{m}$. Während man in diesem Falle keine Veränderung des UI-Verhaltens erhält, erhöht sich durch die verbesserte Lichtauskopplung des transparenten Kontakt die optische Ausgangsleistung um etwa einen Faktor 1.3 bis 1.5. Für die externe Quanteneffizienz bedeutet dies eine Steigerung der maximalen Effizienz von 1 auf 1.4% im betrachteten Strombereich.

5.2.4.4 Leuchtbild

Neben einer Verbesserung der Strom-Spannungs-Charakteristik und einer optimierten optischen Ausgangsleistung hat der semitransparente Kontakt auch Einfluss auf das Leuchtbild der LEDs. Abbildung 5.18 zeigt die Intensitätsverteilung einer Leuchtdiode ohne und mit dünnem Kontaktfilm in Aufsicht. Bei den Bauelementen, die nur den dicken p-Kontakt zur Strominjektion haben (obere Reihe), wird Licht ausschließlich unterhalb des p-Kontaktes erzeugt, erkennbar am Lichthof um die abschattende Metallisierung. Dies deutet darauf hin, dass im Bereich des p-GaN keine Stromaufweitung stattfindet. Bei den Leuchtdioden mit zusätzlichem semitransparenten Kontakt (untere Reihe) wird hingegen Licht im gesamten Bereich der Mesa erzeugt. Aufgrund der homogenen Intensitätsvertei-

5 Herstellung von Leuchtdioden

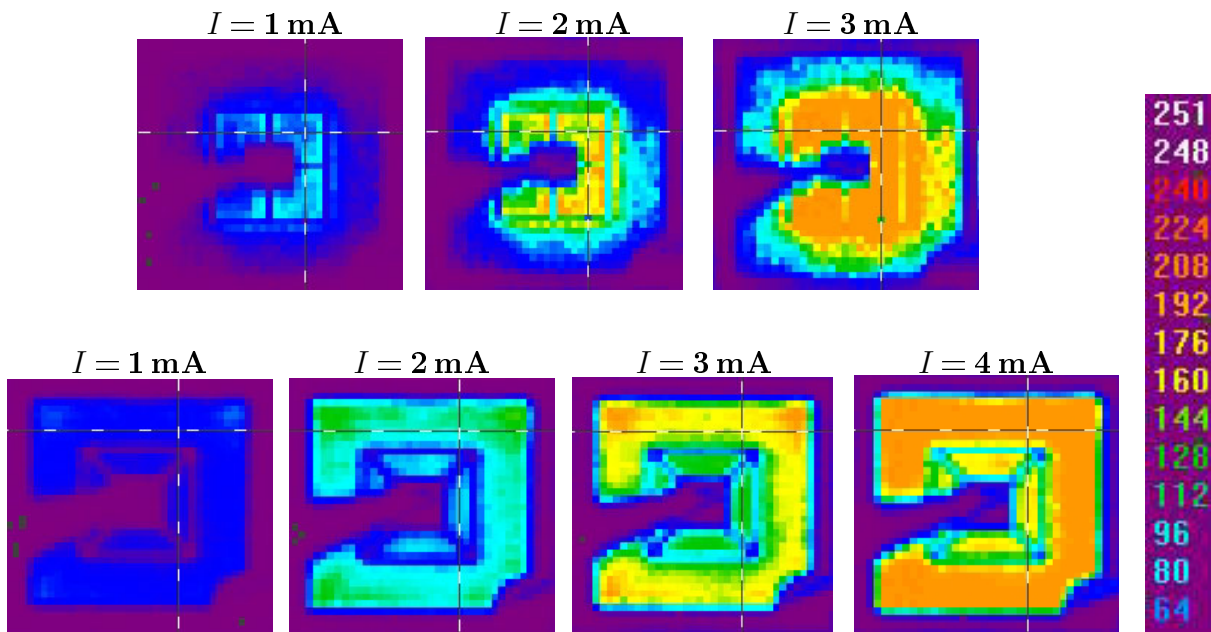


Abbildung 5.18: Leuchtbilder von LEDs mit der Geometrie aus Abbildung 5.7. Anhand der leuchtenden Fläche zeigt sich den Unterschied zwischen Bauelementen ohne (obere Reihe) und mit (untere Reihe) semitransparentem Kontakt. Die von links kommende Nadel zum Kontaktieren des p-Kontaktes ist ebenfalls klar erkennbar. Entlang der sichtbaren Fadenkreuze lassen sich bei dem verwendeten Programm Intensitätsverteilungen über die Bauelemente bestimmen.

lung kann davon ausgegangen werden, dass die gesamte Fläche der LED homogen gepumpt wird.

Gleichmäßige Strominjektion über die Leuchtdiodenfläche ist neben der Transmission ein entscheidendes Kriterium beim Design von semitransparenten Kontakten. Wählt man ein Kontaktsystem, das bedingt durch Materialzusammensetzung oder Schichtdicke, eine geringere Leitfähigkeit als das n-Gebiet des Halbleiters besitzt, dann kommt es zu einer erhöhten Strominjektion im Bereich des Vollkontaktes. Die weiter entfernten Bereiche des Bauelementes werden nicht gepumpt und die LED-Charakteristik ist vergleichbar der eines Bauelements ohne transparenten Kontakt. Verwendet man andererseits eine Metallisierung mit hoher Leitfähigkeit, die größer ist als die im n-GaN, dann wird der Strom nur in dem Bereich eingepreßt, der nahe am n-Kontakt liegt (Abb. 5.19) [146]. Es kommt in diesem Bereich zu einer erhöhten Stromdichte, dem sogenannten current crowding. Dieser führt zu einer lokalen Erwärmung des Bauelements und als Folge zu einer Sättigung der optischen Ausgangsleistung [147] und zu reduzierten Lebensdauern der LEDs [139].

Analytische Betrachtungen der Strompfade innerhalb einer Leuchtdiode haben ergeben, dass zur Vermeidung von current crowding die spezifischen Widerstände des semitrans-

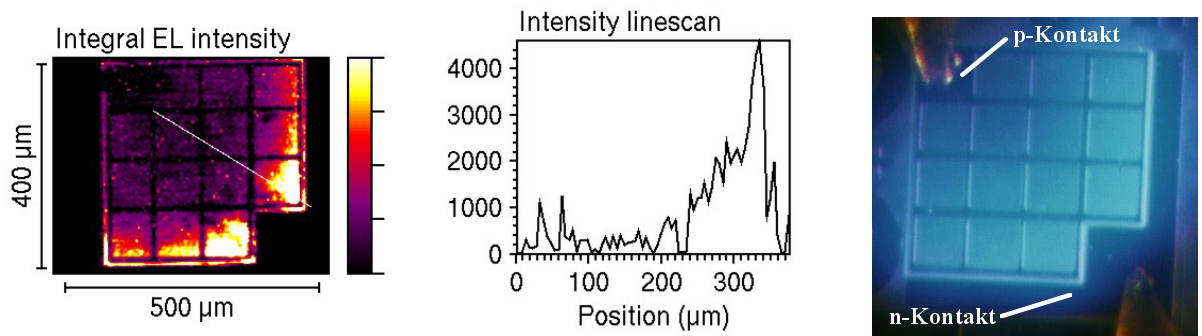


Abbildung 5.19: Leuchtbilder und Intensitätsverteilung von LEDs mit einem dickeren semi-transparenten Kontakt (Ni/Au, 4/6 nm). Die mittels CCD-Kamera aufgenommene Intensitätsverteilung (links) ist auch bei der Mikroskopaufnahme erkennbar (rechts). Zur besseren Verdeutlichung ist die Intensitätsverteilung (mitte) anhand eines Schnittes (weiße Linie im linken Bild) durch das Bauelement dargestellt. Die hier dargestellte LED hat eine andere Geometrie als die bisher untersuchten Leuchtdioden und soll nur zum Vergleich der Leuchtbilder herangezogen werden.

parenten Kontaktes und des Si-dotierten Galliumnitrids identisch sein müssen [139]. Betrachtet man die Leuchtbilder der LEDs in Abbildung 5.18, so zeigt die homogene Intensitätsverteilung, dass der verwendete Ni/Au-Kontakt (2/4 nm) in Verbindung mit der anschließenden Oxidation der Metallisierung diese Anforderung erfüllt.

5.2.5 Separation der Bauelemente

In einem letzten Prozessschritt werden GaN-basierende Bauelemente durch einen sogenannten Sägegraben voneinander separiert. Dieser Graben an den späteren Sägestellen wird mittels CAIBE hergestellt und geht zwischen den LEDs bis auf den Saphir hinunter. Auf diese Weise wird verhindert, dass beim Vereinzeln der Leuchtdioden durch Sägen oder Brechen Teile des GaN ausbrechen (Abb. 5.20) und es somit zu rauen Seitenwänden kommt. Das Ausbrechen des GaN aufgrund der Spröde des Materials kann mehrere 10 μm betragen und im Extremfall zur Zerstörung des Bauelements führen. Mit dem Ätzschritt erhält man definierte Seitenwände im Bereich der epitaktischen Schichten, zur Reduzierung von Ausbrüchen im Bereich des Substrats, die für die weitere Verarbeitung (Aufbautechnik und Häusen) eine Rolle spielen, muss das Substrat vor dem Sägen gedünnt werden. Für die nachfolgenden Messungen bleiben die LEDs durch den Saphir verbunden, es erfolgt keine vollständige Vereinzelnung durch Sägen.

Die Separation der LEDs durch das Ätzen des Sägegrabens hat keine Auswirkung auf das elektrische Verhalten der Bauelemente, die IP-Kennlinien werden jedoch beeinflusst (Abb. 5.21). Nach dem Ätzen ist die optische Ausgangsleistung im untersuchten Strom-

5 Herstellung von Leuchtdioden

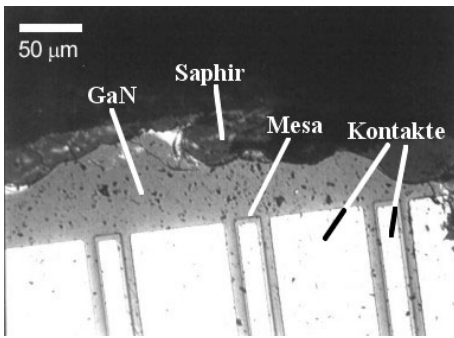


Abbildung 5.20: Ausbrüche des Galliumnitrids auf Saphir beim Vereinzeln der LEDs durch Sägen. Durch die Härte des Materials und seiner Spröde splittert es während des Sägevorgangs.

bereich größer als vorher. Man kann jedoch bereits erkennen, dass sich die Kennlinien aufeinander zubewegen und sich knapp oberhalb 30 mA schneiden. Zu Anfang überwiegen die Vorteile einer verbesserten Auskopplung durch Unterdrückung der Wellenführung im GaN [134]. Dieses geführte Licht kann in die benachbarten LEDs einkoppeln und wird dort und im Wellenleiter absorbiert und trägt somit nicht zur optischen Ausgangsleistung bei. Mit zunehmendem Strom erhöht sich die Temperatur im Bauelement und führt zu einem reduzierten internen Quantenwirkungsgrad. Bei dem Bauelement ohne Sägegraben wird die generierte Wärme über den dicken GaN-Puffer zur Seite hin und in Richtung Substrat abgeführt [45], wofür ein großer Querschnitt zur Verfügung steht. Bei der separierten LED wird dieser Querschnitt auf die Grundfläche der LED reduziert, wodurch weniger Wärme abgeführt werden kann.

Dieses Verhalten zeigt sich auch in der externen Quanteneffizienz (Abb. 5.22) der LED

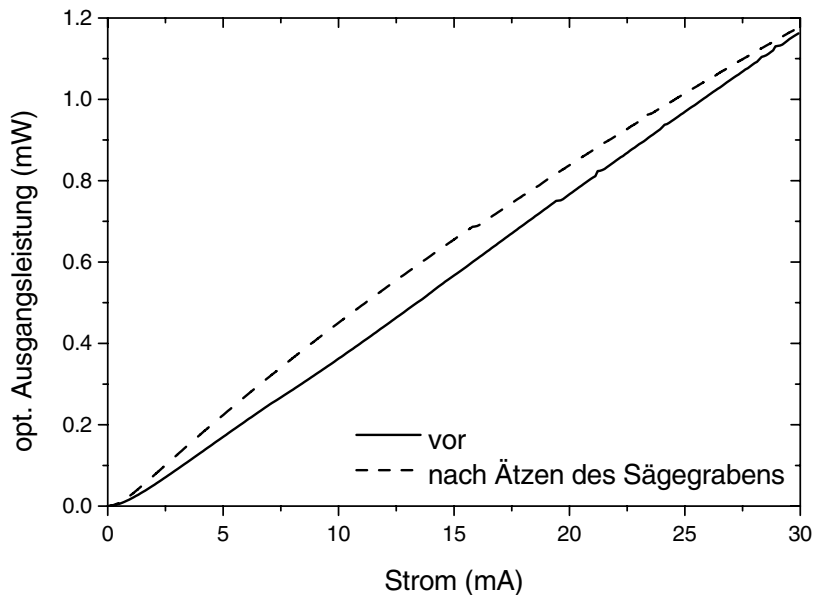


Abbildung 5.21: IP-Kennlinien einer Leuchtdiode vor und nach dem Ätzen des Sägegrabens.

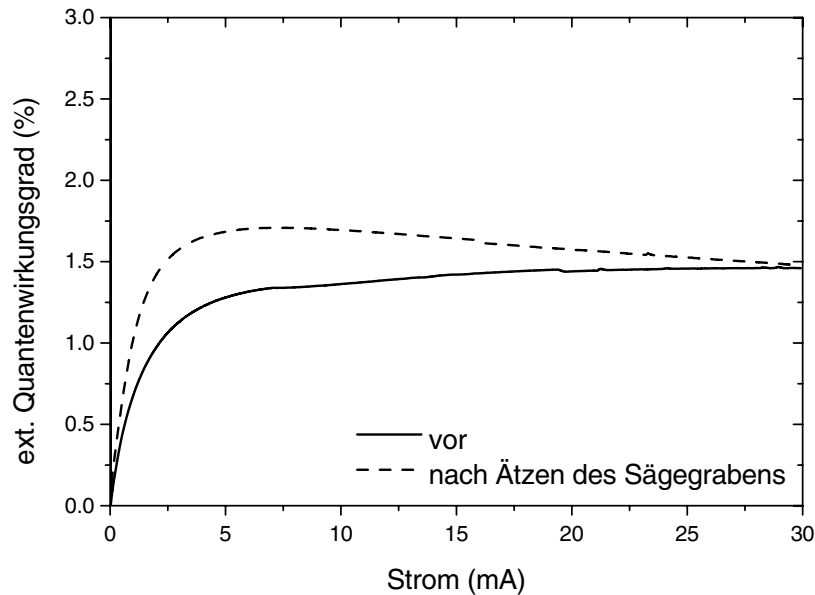


Abbildung 5.22: Externe Quanteneffizienz zu den Leistungsdaten aus Abbildung 5.21.

mit Sägegraben: Bei kleinen Strömen übersteigt der externe Quantenwirkungsgrad den der nicht separierten LED aufgrund der besseren Lichtauskopplung und erreicht einen maximalen Wert von 1.7% bei 7 mA. Zu höheren Strömen hin nimmt die externe Quanteneffizienz ab, da hier der interne Quantenwirkungsgrad aufgrund der steigenden Temperatur im Bauelement abnimmt. Dieser Nachteil durch das Vereinzeln der Bauelemente wird bei der weiteren Prozessierung durch die Verwendung eines wärmeabführenden Package kompensiert. Dabei muss berücksichtigt werden, dass der thermische Übergangswiderstand zwischen LED und Vergussmasse klein ist, um schnell ein thermisches Gleichgewicht zwischen den Materialien herzustellen.

5.2.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, konnte durch sukzessives Ersetzen der Einzelprozessschritte durch die optimierten Prozesse die Kenndaten der LED verbessert werden. Hier sollen die alte und die neue Prozessführung verglichen und die Auswirkungen der einzelnen Prozesse noch einmal kurz dargestellt werden.

Tabelle 5.1 stellt die einzelnen Schritte der alten und der neuen Prozessführung einander gegenüber, wobei die Schritte zur Herstellung einer Leuchtdiode jeweils von oben nach unten in der angegebenen Reihenfolge durchgeführt werden. In der Tabelle sind Zwischenschritte wie organische Reinigung, Lithographieprozesse und lift-off Verfahren nicht aufgeführt. Details zu diesen Schritten sind im Anhang A aufgeführt.

5 Herstellung von Leuchtdioden

Tabelle 5.1: Gegenüberstellung der alten und der optimierten Prozessführung zur Herstellung von InGaN/GaN-Leuchtdioden. Die Prozesse werden von oben nach unten in der angegebenen Reihenfolge durchgeführt. Nicht aufgeführt sind Zwischenschritte wie Reinigung, Lithographie und Lift-off. Zusätzlich sind elektrische und optische Daten der hergestellten LEDs aufgeführt.

Prozess	alt	neu
Annealing	800°C/10 min	800°C/5 min
Mesa-Strukturierung mit CAIBE	4 sccm Ar, 4 sccm Cl ₂ $T_S = -20\text{ °C}$, $\alpha_S = 90^\circ$ $I_B = 20\text{ mA}$, $U_B = 400\text{ V}$	6 sccm Ar, 4 sccm Cl ₂ $T_S = 0\text{ °C}$, $\alpha_S = 105^\circ$ $I_B = 15\text{ mA}$, $U_B = 400\text{ V}$ mit Runterdrehen
Sägegraben	nicht vorgesehen	wie Mesa-Strukturierung, aber $U_B = 600\text{ V}$
n-Kontakt	Ni/Au (20/100 nm), legiert mit p-Kontakt	Ti/Al/Ni/Au (5/120/20/80 nm), legiert 600 °C/2 min
p-Kontakt	Ni/Au (20/100 nm), legiert 400 °C/5 min	Ni/Au (20/100 nm) mit HF-Dip, legiert 400 °C/2 min
semitransparenter Kontakt	nicht vorgesehen	Ni/Au (2/4 nm) oxidiert in O ₂ -Plasma
Spannung bei 5 mA	7.22 V	3.04 V
Spannung bei 20 mA	–	3.58 V
optische Ausgangsleistung bei 5 mA	0.15 mW	0.22 mW
optische Ausgangsleistung bei 20 mA	–	0.84 mW

Indem die Ni/Au-Kontakte des ursprünglichen Prozesses durch Ti/Al/Ni/Au für die n-Seite und Ni/Au mit vorherigem HF-Dip für die p-Seite inklusive der optimierten Legierschritte ersetzt wurden, konnte die Knickspannung der LEDs von über 5.5 V auf ca. 4 V reduziert werden. Gleichzeitig verbesserte sich auch der Serienwiderstand der Bauelemente. Bei der Implementierung des verbesserten CAIBE-Prozesses stellte sich heraus, dass ein Strukturieren der Mesa bei 400 eV Ionenenergie in Verbindung mit einer Reduzierung der Ionenenergie gegen Ende des Ätzprozesses zu den besten Ergebnissen für die Leuchtdioden führt. Durch die anfänglich hohe Ätzrate bleibt die benötigte Zeit zum Erreichen der Ätztiefe gering, durch die verminderte Ionenenergie am Ende verringern sich die erzeugten Ätzschäden im Halbleiterkristall. Dies führt zu den kleinen Leckströmen

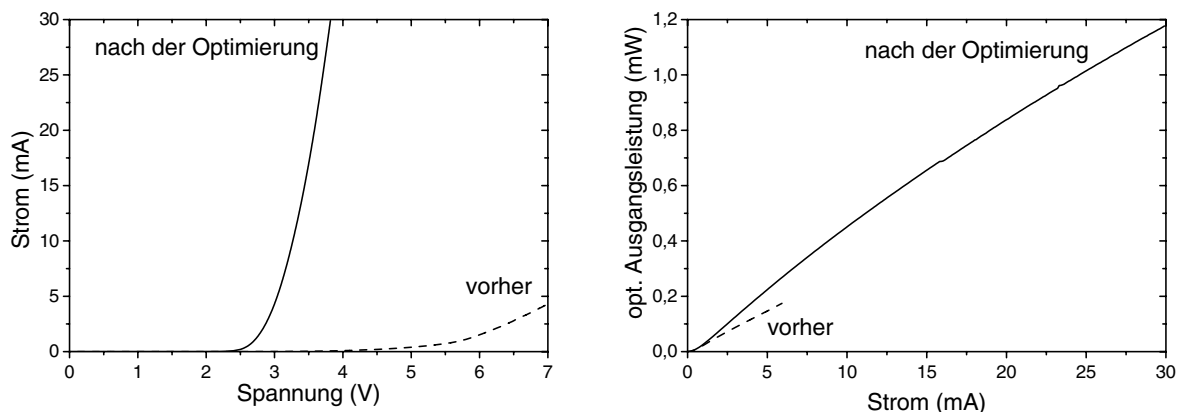


Abbildung 5.23: UI- (links) und IP-Kennlinien (rechts) von InGaN/GaN-LEDs. Gezeigt ist das Verhalten der Bauelemente vor und nach der Optimierung der Prozesstechnologie. Die Leuchtdioden nach der alten Prozessierung brechen oberhalb von 8 V durch, und es ist keine optische Aktivität mehr messbar. Deshalb konnten die Ausgangsleistung für Ströme > 7 mA nicht gemessen werden. Die Geometrie der LEDs entsprechen der in Abbildung 5.7.

im Bereich weniger Nanoampere bei -5 V angelegter Spannung. Die geringere thermische Belastung durch den kürzeren Annealschritt bei 800 °C führt zu einer weiteren Reduktion der gemessenen Leckströme. Im Laufe der Untersuchungen hat sich gezeigt, dass die Aktivierung des Mg-Akzeptors am besten als erster Schritt durchgeführt wird, eine Verschlechterung der p-Leitfähigkeit durch unbeabsichtigten Einbau von Wasserstoff während der nachfolgenden Prozessierung [148] konnte nicht festgestellt werden. Die Erweiterung des p-Kontaktes durch einen oxidierten semitransparenten Ni/Au-Kontakt verbesserte die Knickspannung der LEDs auf etwa 3 V, ein deutlicher Anstieg der optischen Ausgangsleistung konnte jedoch nicht nachgewiesen werden. Das Leuchtbild der Bauelemente wurde jedoch homogener und aufgrund der größeren gepumpten Fläche ist eine Reduktion der Ausgangsleistung bei höheren Strömen und der damit verbundenen Erwärmung erkennbar. Durch die Einführung eines Sägegrabens konnte die Auskopplung des generierten Lichts aus der LED verbessert werden, wobei gleichzeitig ein Ausbrechen des GaN beim anschließenden Sägen verhindert wird. Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, dass der semitransparente Kontakt als letzter Schritt aufgebracht werden muss, da er durch andere Prozesse wie beispielsweise Lithographie beschädigt werden kann.

Abbildung 5.23 zeigt zusammenfassend die UI- und die IP-Kennlinien der Leuchtdioden vor und nach der Optimierung der Prozesstechnologie. Man kann deutlich die Verbesserungen bei der Knickspannung und im Serienwiderstand erkennen. Dies führt im untersuchten Bereich (Spannung bis 7 V, Strom bis 30 mA) zu einer geringeren Erwärmung des Bauelements und somit zu einer höheren optischen Ausgangsleistung.

5.3 Vergleich mit industrieller Fertigung

Bisher wurden die Leuchtdioden nur untereinander verglichen, wobei alle Bauelemente an der Universität Ulm prozessiert wurden. Um einen Vergleich der erzielten Ergebnisse mit industrieller Fertigung zu erhalten, wurde ein Wafer bei Global Light Industries GmbH (GLI, Kamp-Lintfort, Deutschland) prozessiert und vermessen. In Tabelle 5.2 sind vergleichend einige Kenndaten einer Leuchtdiode mit ähnlicher Geometrie aufgelistet. Bei den elektrischen Werten sind die an der Universität Ulm erzielten Ergebnisse nur geringfügig schlechter. Die etwas besseren Werte von GLI sind vermutlich auf den Einsatz eines Plasma-Ätzsystems zurückzuführen. Plasma-Ätzsysteme erzeugen verglichen mit Ionenstrahl-Ätzanlagen geringere kristalline Schäden im GaN, wodurch niederohmige n-Kontakte erzielt werden können.

Ein deutlicher Unterschied zugunsten der Industrie zeigt sich bei der gemessenen optischen Ausgangsleistung. Hier ist eine Steigerung um den Faktor 3.5 von universitärer zu industrieller Fertigung erkennbar für die es mehrere Begründungen gibt:

- Die LEDs an der Universität werden zwar durch Sägegräben vereinzelt, sind aber immer noch durch das 300 μm dicke Saphir-Substrat verbunden. Dies führt zu erhöhten Temperaturen im Bauelement und somit verminderter interner Effizienz. Darüber hinaus kann Licht in benachbarte LEDs gestreut und dort absorbiert werden und trägt somit nicht zur Ausgangsleistung bei. Bei GLI werden die Bauelemente vollständig vereinzelt, wozu der Saphir gedünnt und anschließend gesägt wird. Die Montage auf einem wärmeabführenden Gehäuse sorgt dann für ein besseres Temperaturmanagement in der LED.
- Die in Ulm hergestellten Leuchtdioden werden im unvergossenen Zustand vermessen,

Tabelle 5.2: Vergleich von elektrischen und optischen Kenndaten von an der Universität Ulm und bei Global Light Industries hergestellten InGaN/GaN-Leuchtdioden. Die LEDs stammen aus dem selben Epitaxie-Run und haben vergleichbare Geometrien.

	Universität	Industrie
Rückwärtsstrom bei -10 V	4.9 μA	1.7 μA
Spannung bei 5 mA	3.04 V	2.97 V
Spannung bei 20 mA	3.58 V	3.28 V
opt. Ausgangsleistung bei 20 mA	0.84 mW unvergossen	3.08 mW vergossen

d.h. das Auskoppelverhalten wird durch die Geometrie des Bauelements und durch den Übergang vom Halbleiter in die umgebende Luft bestimmt. Bei GLI werden die LEDs in einer 5 mm-Lampe [5] gemessen. Dies bedeutet, sie sind auf einem Reflektor montiert und werden in einem Plastikdom vergossen. Dieser hat einen Brechungsindex zwischen dem von Luft ($\bar{n} = 1$) und dem von GaN ($\bar{n} = 2.43$ bei 460 nm) und ermöglicht so eine erhöhte Auskopplung (Faktor ca. 1.7) von Licht aus dem Halbleiter [137]. Gleichzeitig wird durch das notwendige Dünnen des Saphirsubstrates die Wärmeabfuhr aus der LED durch einen solche Aufbau verbessert.

- Eine weitere Ursache findet sich bei der Betrachtung der Prozessschritte für die p-Aktivierung. Während in dieser Arbeit ein Annealschritt bei 800°C für 5 min in N₂-Atmosphäre verwendet wird, erfolgt die Aktivierung bei GLI in einem Prozess mit einer speziellen Atmosphäre. Dabei können Temperaturen unterhalb von 600°C verwendet werden [41], um p-Leitfähigkeit zu erzielen. Dadurch wird erreicht, dass bei den verschiedenen Temperschritten die Temperatur immer unterhalb der Wachstumstemperatur von InGaN bleibt, wodurch die optische Qualität der aktiven Zone nicht verschlechtert werden kann.

Ein direkter Vergleich der Ausgangsleistungen in Tabelle 5.2 macht die Bedeutung der weiterführenden Prozesstechnologie, dem sogenannten Packaging, neben dem, in dieser Arbeit gezeigten, Processing klar. Die Herstellung gehäuster LEDs erfordert jedoch zusätzliche Kenntnisse in den Bereichen Längen und Polieren von Saphir, Vereinzeln der Bauelemente durch Sägen oder Brechen, Montage und Vergießen von GaN basierenden Leuchtdioden. Diese Fertigkeiten übersteigen aber die hier präsentierte Arbeit, so dass keine vergossenen LEDs hergestellt wurden. An den gezeigten Ergebnissen kann man jedoch das Potential dieser nachträglichen Verarbeitung und ihre Bedeutung für die kommerzielle Fertigung von InGaN/GaN-Leuchtdioden erkennen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit der Herstellung von Leuchtdioden im AlGaInN-Materialsystem, wobei der Schwerpunkt im Bereich der Entwicklung und Optimierung der Prozesstechnologie liegt. Zunächst wurden die zur Herstellung einer LED notwendigen Prozessschritte – thermische Aktivieren des Mg-Akzeptors, Strukturieren der Proben mittels Ionenstrahlätzen und die Herstellung niederohmiger p- und n-Kontakte – einzeln untersucht und anschließend zu einer vollständigen Prozessfolge kombiniert. Ziel ist dabei die Herstellung einer GaN-basierenden Leuchtdiode mit guten elektrischen und optischen Kenndaten.

Zur Realisierung von p-Leitfähigkeit im GaN-Materialsystem ist die Aktivierung des Mg-Akzeptors durch einen Tempersschritt notwendig. Im Kapitel 2 werden Ein- und 2-Schritt-Prozess untersucht und verglichen. Beim Annealen mit nur einem Temperaturschritt (5 bzw. 10 min) ist eine Sättigung der gemessenen Löcherkonzentration ab 800 °C zu beobachten. Sie liegt bei den Proben, die unter optimierten Wachstumsparametern hergestellt wurden, bei 5 bis $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Da die thermische Belastung während des Herstellungsprozesses gering gehalten werden soll, werden bei der 2-Schritt-Aktivierung das Aufbrechen des MgH-Komplexes (600 °C/5 min) vom Austreiben des freigewordenen Wasserstoffs ($T \geq 850 \text{ °C}/30 \text{ s}$) getrennt. Mit diesem Prozess konnte die thermische Belastung auf etwa 50% reduziert werden, wobei Löcherkonzentrationen um $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erzielt wurden.

Im Kapitel 3 werden die drei Ionenstrahlätzverfahren IBE, RIBE und CAIBE auf ihre Tauglichkeit zum Strukturieren von GaN untersucht. IBE und CAIBE haben sich dabei gegenüber dem RIBE-Verfahren vor allem durch Stabilität und Reproduzierbarkeit der Prozesse ausgezeichnet. Als optimal bei allen Verfahren hat sich eine Substrattemperatur von 0 °C und eine Verkipfung um 15° zur Ionenstrahlnormalen erwiesen, wodurch einerseits parasitäre Reaktionen von Chlor und andererseits die Ausbildung eines Sputtergrabens unterdrückt werden konnte. Die Ätzrate beim IBE-Verfahren ist mit 11 nm/min (400 eV) am geringsten, durch die Zugabe der chemischen Komponente kann sie beim CAIBE-Verfahren auf nahezu 30 nm/min gesteigert werden, der RIBE-Prozess liegt mit etwa 24 nm/min dazwischen. Da die rms-Rauheit der geätzten GaN-Oberflächen bei RIBE

und CAIBE nahezu gleich ist (ca. 2 nm), hat die Entfernbarekeit der Lackmaske nach dem Ätzen den Ausschlag gegeben, das CAIBE-Verfahren zum Strukturieren der Bauelemente zu verwenden.

Das anschließende Kapitel befasst sich mit der Entwicklung und Optimierung ohmscher Kontakte auf n- und p-dotiertem Galliumnitrid. Dabei wurden sowohl verschiedene Metallisierungen, als auch der Einfluss von thermischer Behandlung untersucht. Bei den n-Kontakten konnte durch die Kombination von niederohmigen Ti/Al-Kontakten mit einer temperaturastabilen Ni/Au-Schicht ein Metallisierungsschema demonstriert werden, das den elektrischen und mechanischen Anforderungen genügt. Nach einem Tempersschritt bei 600 °C für 2 min wurde bei dem Ti/Al/Ni/Au-Kontakt (5/120/20/80 nm) ein spezifischer Kontaktwiderstand von $3.6 \cdot 10^{-5} \Omega \text{cm}^2$ gemessen. Verwendet man diesen Kontakt auf einer trockengeätzten GaN-Oberfläche, wie es bei der fertigen Leuchtdiode der Fall ist, dann erhöht sich ρ_C auf $1.5 \cdot 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$. Dabei muss die Schädigung des Halbleiters durch den Ionenstrahl klein gehalten werden. Die Ti/Al/Ni/Au-Metallisierung hebt sich von den anderen untersuchten vor allem dadurch ab, dass sie nach dem Tempern eine vollständige Durchmischung der Metalle zeigt, während bei allen anderen nur eine Interdiffusion an den Schichtgrenzflächen zu beobachten ist. Diese Legierung dringt darüber hinaus bis zu 200 nm in das Galliumnitrid ein, während bei den anderen Kontakten nur Eindringtiefen von wenigen Nanometern zu erkennen sind. Bei den Untersuchungen zu p-Kontakten hat sich Ni/Au (20/100 nm) aus zweierlei Gründen als optimaler Kontakt erwiesen. Zum einen ist die Adhäsion von Nickel auf GaN im Gegensatz zu der von Ag, Pd und Pt ausreichend groß, und zum anderen konnte mit dieser Metallisierung nach dem Legieren (400 °C/2 min) der niedrigste spezifische Kontaktwiderstand ($3.5 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$) auf p-GaN ermittelt werden. Verwendet man vor der Metalldeposition einen HF-Dip, um Verunreinigungen im Bereich der Kontakte zu entfernen, kann ρ_C auf $1.1 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}^2$ reduziert werden. Beim Vergleich von dünnen Ni/Au-Schichten und ITO als semitransparente Kontakte zeigt ITO zwar die höhere Transmission (70 bis 80% im Vergleich zu 50%), die elektrischen Eigenschaften favorisieren jedoch den Einsatz von Ni/Au (2/4 nm).

Im abschließenden Kapitel werden die bisher untersuchten Einzelschritte zu einer Prozessfolge kombiniert und die hergestellten LEDs hinsichtlich elektrischen und optischen Eigenschaften charakterisiert. Dabei hat sich gezeigt, dass die Reihenfolge der Prozessschritte bei der Herstellung einen signifikanten Einfluss auf das Verhalten der Leuchtdioden hat. Der Annealschritt muss zuerst ausgeführt werden, da bei ihm die höchsten Temperaturen während des gesamten Prozesses notwendig sind. Anschließend folgen die Trockenätzprozesse für die Mesa und den Sägegraben. Die Ätzparameter zum Strukturieren der Mesa beeinflussen das UI-Verhalten der LEDs, da der n-Kontakt auf der geätzten

GaN-Oberfläche platziert wird und durch das Ionenstrahlätzen Leckströme über die Mesa-Kanten hervorgerufen werden. Um beide Effekte klein zu halten, wurde ein Ätzprozess verwendet, der zunächst bei 400 eV Ionenenergie eine hohe Abtragrate erzielt und gegen Ende des Prozesses auf 100 eV reduziert wird, um die Schäden im Halbleiter zu vermindern. Dann folgt die Deposition des n-Kontakts (Ti/Al/Ni/Au) und der zugehörige Legierprozess. Vor dem Aufbringen des semitransparenten Kontaktes wird der p-Kontakt (Ni/Au mit HF-Dip) aufgedampft und getempert. Um die Transparenz und die elektrischen Eigenschaften des semitransparenten Kontakts zu verbessern, wird dieser abschließend in einem O₂-Plasma behandelt. Nach der fertigen Prozessierung der LEDs zeigen diese eine Knickspannung von ca. 3 V und eine Ausgangsleistung von 0.84 mW bei 20 mA und einer Peakwellenlänge von 465 nm.

Ein Vergleich der Kenndaten einer LED, die an der Universität Ulm prozessiert wurde, mit einem Bauelement, das eine industrielle Fertigung durchlaufen hat, zeigt, dass die elektrischen Werte leicht zugunsten der Industrie verschoben sind. Dies ist hauptsächlich auf zwei Prozessschritte zurückzuführen: Zunächst einmal ist der Einsatz einer Plasmaätzanlage anstatt einer Ionenstrahlätzanlage zu nennen, wodurch die Schädigung des Halbleiters beim Strukturieren reduziert wird. Und andererseits wird eine Atmosphäre beim Legieren des semitransparenten Kontaktes verwendet, die eine kontrollierte Oxidation des Kontaktes und somit eine höhere Transparenz und einen niedrigeren Kontaktwiderstand erlaubt, als durch die Behandlung in einem O₂-Plasma.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erfolgreich die Einzelprozesse zur Herstellung GaN-basierender Leuchtdioden optimiert und diese miteinander zu einem Gesamtprozess kombiniert. Ein Vergleich mit industrieller Fertigung zeigt das Potential der in dieser Arbeit entwickelten Prozessführung, wobei die elektrischen Daten der LEDs vergleichbar sind. Durch Implementierung einer geeigneten Aufbautechnik in Verbindung mit optimierten Epitaxieschichten ist somit die Herstellung von state-of-the-art Bauelementen möglich.

A Begleitende Technologie

Reinigung

Vor jedem Lithographie- und Temperschnitt, sowie nach jedem Ätz- bzw. Metallisierungsschritt werden die Probe einer organischen Reinigung unterzogen. Hierzu werden sie in Aceton (CH_3COCH_3) und dann in Iso-Propanol ($\text{CH}_3\text{CHOHCH}_3$) je 5 min bei 80°C bis 90°C gekocht. Wird eine höhere Temperatur benötigt (Siedepunkt von Aceton: 95°C), beispielsweise zum Entfernen des Lackes nach dem Trockenätzprozess, dann wird die Probe vorher in bis zu 130°C heißem 1-Methyl-2-Pyrrolidon ($\text{C}_5\text{H}_9\text{NO}$) gekocht. Nach dem Spülen in deionisiertem (DI-) Wasser werden die Probenstücke mit Stickstoff abgeblasen und auf einer Heizplatte getrocknet.

Lithographie

In Tabelle A.1 sind die Lithographieparameter dargestellt, die während der Prozessierung der Leuchtdioden verwendet werden. Dabei unterscheidet man vor allem hinsichtlich des verwendeten Lackes: Positivlack (AZ4533 der Firma Clariant) wird immer dann eingesetzt, wenn anschließend ein Ätzschritt folgt. Negativlack (ma-N440 von micro resist technology GmbH) hingegen wird verwendet, um Metallisierungen mit Hilfe des sogenannten Lift-off

Tabelle A.1: Lithographieparameter

	AZ4533	ma-N440
Ausbackzeit	15 min	5 min
Belichtungszeit	60 s	36 s
Entwickler	AZ400K (1:4 mit DI-Wasser)	ma-N332S
Entwicklungszeit	45 s	65 s

Verfahrens zu strukturieren. Der Lack wird in einer Convac1001 bei 6000 U/min aufgeschleudert und dann auf einer Heizplatte bei 90°C ausgebacken. Die Belichtung erfolgt mittels eines Maskaligners MJB3 der Firma Karl Süss, wobei das sogenannte Kontaktbelichtungsverfahren mit Chrommasken angewandt wird. Nach der Belichtung wird der Lack entsprechend entwickelt, wobei der Prozess durch Spülen mit DI-Wasser gestoppt wird.

Lift-off Prozess

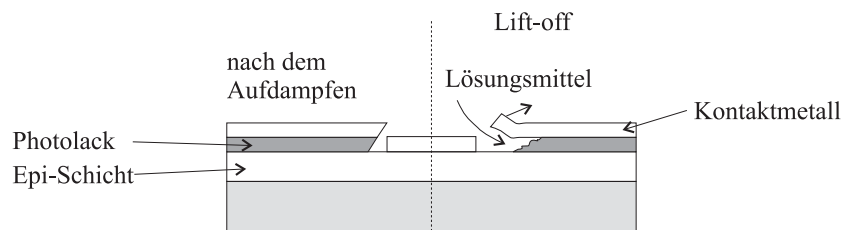


Abbildung A.1: Lift-off Prozess

Zum Entfernen (liften) der zunächst ganzflächigen Metallisierung (Abb. A.1) wird 130°C heißes 1-Methyl-2-Pyrrolidon verwendet. Das Lösungsmittel kann den Lack aufgrund der negativen Flanken dort angreifen, wo dieser nicht durch die Metallisierung bedeckt ist. Um die verbleibenden Lackreste und das 1-Methyl-2-Pyrrolidon vollständig von den Proben zu lösen, werden diese anschließend einer organischen Reinigung unterzogen.

B Theoretische Betrachtungen zum Trockenätzen

Zum besseren Verständnis der Sputterprozesse im CAIBE-System wurden mit dem Simulationsprogramm SRIM-2000 [149] theoretische Berechnungen des Ätzverhaltens von GaN unternommen. Die im folgenden gezeigten Ergebnisse wurden am Institut für Oberflächenmodifizierung e.V. von Dr. J.W. Gerlach ermittelt.

Das Monte-Carlo-Programm SRIM

Ein Ion, in diesem Fall Ar^+ , mit einer definierten kinetischen Energie dringt unter einem festgelegten Winkel in das Material ein. Das Material gilt für die durchgeführten Berechnungen als völlig amorph und wird über Dichte und chemische Zusammensetzung definiert. Dadurch ist der mittlere Abstand zwischen den einzelnen Atomen gegeben und das Material besitzt eine bekannte Bremskraft für sich darin bewegende energetische Teilchen. Über ein Zufallsprinzip (Monte-Carlo-Code) wird festgelegt, in welchem Abstand das Ion am nächsten Atom vorbei fliegt. Dementsprechend wird die Energieübertragung des Ions an das Atom berechnet und die Richtung, in die es gestreut wird. Im Falle einer Verlagerung des Atoms von seinem Gitterplatz, wird zusätzlich die Richtung, in die es sich bewegt berechnet. Dies ist immer dann der Fall, wenn die übertragene Energie mindestens der Verlagerungsenergie des jeweiligen Atoms entspricht. Für die nächste Schleife der Simulation müssen nun zwei bewegende Teilchen behandelt werden: das Ion und das sogenannte primary knock-on atom, also das Atom im Kristall, das als erstes vom Ion gestoßen wurde. Diese Schleife wird solange durchgeführt, bis die beteiligten Teilchen zur Ruhe kommen. Dabei wird berücksichtigt, dass die Teilchen im Material abgebremst werden, da sie mit dem Elektronensystem des Materials ebenfalls stoßen.

Simulationsergebnisse

Untersucht wurde der Einfluss von zwei Ätzparametern: der Einfallswinkel der Argon-Ionen und die Ionenenergie. In Tabelle B.1 sind die für die Berechnung notwendigen Parameter angegeben. Für die unten dargestellten Ergebnisse wurden jeweils 200000 Ionentrajektorien simuliert und darüber die Statistik gebildet.

Am Ende der Simulation liefert das Programm unter anderem den Sputterkoeffizient (pro eintreffendes Ion aus dem Kristall entfernte Atome), die pro Ion erzeugten Leerstellen und die Tiefenverteilung der Argonionen sowie eine Verteilung der Strahlenschäden. Die Kristallschäden setzten sich zusammen aus den aus dem Kristall entfernten Atomen und den erzeugten Stickstoff- und Gallium-Fehlstellen.

Vor der Präsentation der Ergebnisse sollte jedoch darauf hingewiesen werden, dass in den Simulationen die so genannte Ionengitterführung (ion channeling) der Sputterionen nicht berücksichtigt wird. Dieser Effekt, der mehrfach bei Gruppe-III Nitriden nachgewiesen wurde [152, 70], kann die Reichweite der Ionen um einen Faktor 2 bis 50, abhängig vom Halbleitermaterial und der Ionenenergie, erweitern.

Winkel In Tabelle B.2 sind die berechneten Sputterkoeffizienten und die erzeugten Leerstellen für eine konstante Ionenenergie von 400 eV bei variierenden Einfallswinkel der Ionen zur Oberflächennormalen aufgelistet. Man kann an den gegebenen Werten erkennen, dass sich für diesen Winkelbereich (0° bis 25°) nur geringfügige Änderungen ergeben. Eine signifikante Änderung wird erst für Winkel im Bereich zwischen 60° und 70° erwartet [153].

Dies spiegelt sich auch in der Eindringtiefe der Ionen in das Halbleitermaterial (Abb. B.1) und der Tiefenverteilung der Ätzschäden (Abb. B.2) wieder. Beide Kurvenscharen zeigen ein homogenes Bild über den gesamten Winkelbereich. Die in Abbildung B.2 sichtbaren Spitzen im Bereich der Galliumnitridoberfläche sind nicht real. Sie sind Artefakte der Simulation, da zum einen eine geringe Ionenenergie gewählt wurde (das Programm wird normalerweise zum Berechnen von Ionenimplantationen im Bereich keV bis MeV verwendet) und zum anderen SRIM gewisse Anschlussprobleme an Grenzflächen hat. Vergleicht

Tabelle B.1: Die für die SRIM-Simulationen verwendeten Parameter.

Dichte von GaN	6.1 g/cm ³	[78]
Verlagerungsenergie eines Ga-Atoms	24 eV	[150]
Verlagerungsenergie eines N-Atoms	32 eV	[150]
Bindungsenergie	2.2 eV	[151]

Tabelle B.2: Berechnete Sputterkoeffizienten und erzeugte Leerstellen für einen Ionenenergie von 400 eV und variierende Ioneneinfallswinkel.

Ioneneinfallswinkel bzgl. Probenlot ($^{\circ}$)	entspricht an der Anlage ($^{\circ}$)	Sputterkoeffizient (1/Ion)	erzeugte Leerstellen (1/Ion)
0	90	2.5	8.1
5	95	2.5	8.1
10	100	2.5	8.1
15	105	2.5	8.2
20	110	2.6	8.3
25	115	2.7	8.4

man die Maxima der Tiefenverteilungen in den Abbildungen B.1 und B.2, so erkennt man, dass die erzeugten Schäden gegen die Ionenverteilung zur Oberfläche hin verschoben sind. Dies liegt an der verbleibenden Energie der Ionen. Solange diese noch ausreichend Energie haben, um Atome von ihrem Gitterplatz zu entfernen, werden Strahlenschäden erzeugt. Anschliessend werden die Atome auf den Gitterplätzen nur noch leicht angestossen, aber nicht mehr verlagert. Die Atome schwingen dann um ihre Ruhelage, d.h die verbleibende Energie der Ionen trägt nur zur Erwärmung des Kristalls über die Erzeugung von Phononen bei.

Ionenenergie Für die nun folgenden Berechnungen wurde ein Ioneneinfallswinkel von 15° gewählt, da für diesen Winkel die besten Resultate bei den Untersuchungen der Ätzprozesse erzielt wurden (siehe Kap. 3.4). Erhöht man die Energie der eintreffenden Argon-Ionen

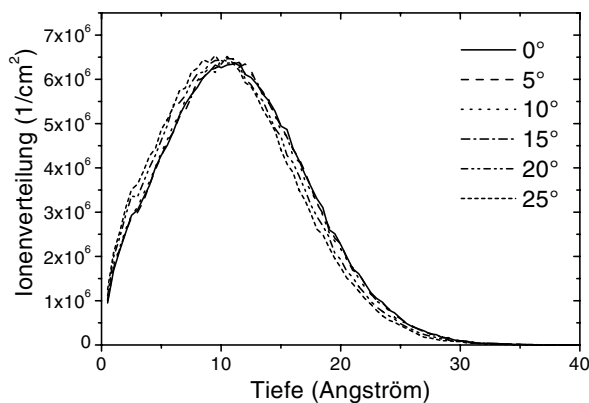


Abbildung B.1: Eindringtiefe der Argon-Ionen (400 eV) in das GaN für Ioneneinfallswinkel von 0° bis 25° gegen das Oberflächenlot.

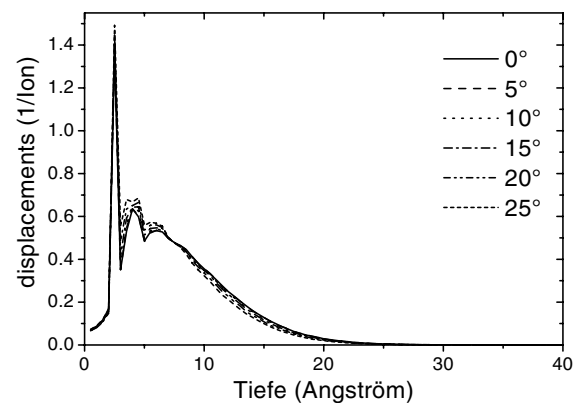


Abbildung B.2: Tiefenverteilung der Kristallschäden für die in Abbildung B.1 gezeigten Ionenverteilung.

B Theoretische Betrachtungen zum Trockenätzen

Tabelle B.3: Berechnete Sputterkoeffizienten und erzeugte Leerstellen für unterschiedliche Ionenenergien und einen Ioneneinfallswinkel von 15° zur Oberflächennormalen.

Ionenenergie (eV)	Sputterkoeffizient (1/Ion)	erzeugte Leerstellen (1/Ion)
200	1.5	4.1
300	2.1	6.2
400	2.5	8.2
500	2.9	10.1
600	3.2	12.0
800	3.8	15.5

von 200 eV auf 800 eV, so werden etwa 2.5 mal so viele Atome von der Kristalloberfläche entfernt, gleichzeitig erhöht sich die Zahl der erzeugten Leerstellen im Kristall um einen Faktor 3.75 (Tab. B.3). Der unterschiedliche Zuwachs liegt an der Richtung des eintreffenden Ions. Dieses hat zwar mehr Energie, um Atome zu verlagern, die erzeugte Stosskaskade ist jedoch von der Probenoberfläche weg gerichtet.

In Abbildung B.3 ist die Tiefenverteilung der Argon-Ionen normiert auf 200000 Ar-Ionen dargestellt. Man erkennt die mit steigender Ionenenergie zunehmende Eindringtiefe, die bei 800 eV maximal 50 \AA beträgt. Wie bei der vorherigen Untersuchung spiegelt sich dies auch in der Verteilung der Kristallschäden wieder (Abb. B.4), wobei auch hier die simulationsbedingte Anhäufung im Bereich der Oberfläche zu erkennen ist. Klar erkennbar ist auch hier wieder die zur Kristalloberfläche verschobene Verteilung der Schäden im Vergleich zur Verteilung der Ionen.

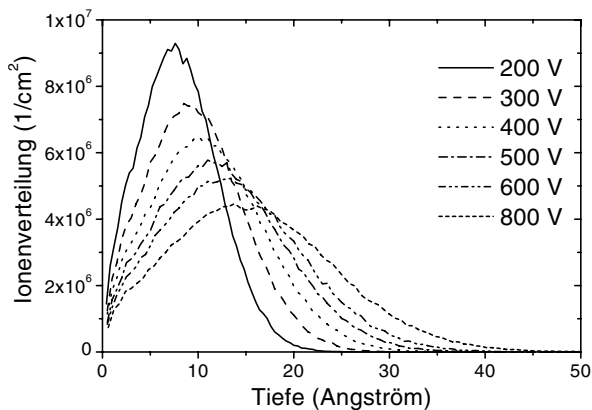


Abbildung B.3: Eindringtiefe der Argon-Ionen ($\alpha_S = 105^\circ$) in das GaN für Beschleunigungsspannungen von 200 V bis 800 V.

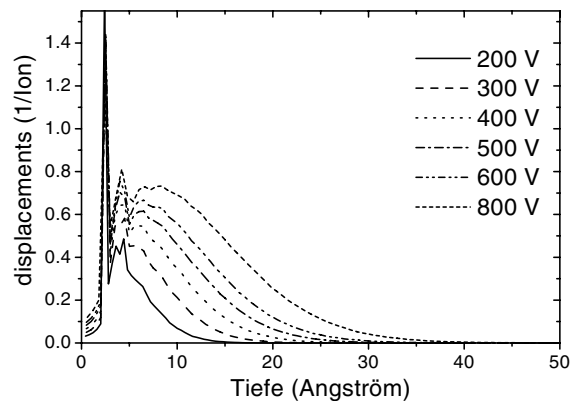


Abbildung B.4: Tiefenverteilung der Kristallschäden für die in Abbildung B.3 gezeigten Ionenverteilung.

C Formelzeichen und Abkürzungen

Verwendete Formelzeichen

α_S	Neigungswinkel der Probe zum Ionenstrahl
β	inverse thermische Spannung
χ	Elektronenaffinität
δ	Abstand zwischen Metall und Halbleiter
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ε_r	relative Dielektrizitätskonstante
η_q	externe Quanteneffizienz
η_{wp}	Wall-plug efficiency
μ_n, μ_p	Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeit
ν	Lichtfrequenz
ρ_C	spezifischer Kontaktwiderstand
ρ_{HL}	spezifischer Halbleiterwiderstand
σ_{HL}	Leitfähigkeit des Halbleiters
ϕ	Potential
ϕ_B	Potentialbarriere am Metall-Halbleiter-Übergang
ϕ_{Bn}, ϕ_{Bp}	Schottky-Barriere eines n- bzw. p-Halbleiters
$e\phi_{HL}$	Vakuumaustrittsarbeit des Halbleiter
$e\phi_M$	Vakuumaustrittsarbeit bei Metallen
ϕ_O	Besetzungsniveau der Oberflächenzustände
A^*	Richardson Konstante
b	Breite
\mathcal{B}	magnetisches Feld
c	Lichtgeschwindigkeit
d_i	Abstand zweier Kontakte bei TLM-Messung

C Formelzeichen und Abkürzungen

D_n	Diffusionskonstante der Elektronen
e	Elementarladung
\mathcal{E}	elektrisches Feld
E_{00}	Diffusionspotential des Elektrons
E_A, E_D	Ionisierungsenergie des Akzeptors bzw. Donators
E_C	Energieniveau des Leitungsbandes
E_{diss}	Dissoziationsenergie
E_{diff}	Diffusionsenergie
E_F	Fermi-Niveau
E_G	energetischer Bandabstand des Halbleiters
E_i	Fermienergie eines intrinsischen Halbleiters
E_K	Energieniveau der K-Schale eines Halbleiters
$E_{L1}, E_{L2,3}$	Energieniveaus der L-Schalen eines Halbleiters
E_V	Energieniveau des Valenzbandes
E_{vac}	Vakuumenergie
F	van-der-Pauw Faktor
h	Höhe / Dicke einer Schicht
h	Planck-Konstante
I_0	Sättigungsstrom
I_B	Strom, der am Beamgitter der CAIBE gemessen wird
I_D	Strom durch eine Diode
I_P	Strom durch Parallelwiderstand
I_S	Strahlstrom des Ionenstrahls beim Trockenätzen
J	Stromdichte
k_B	Boltzmann-Konstante
L	Länge
L_T, L_{TC}	Transferlänge
m	Idealitätsfaktor
m_e	Ruhemasse des Elektrons
m_e^*	effektive Masse des Elektrons
n, p	freie Ladungsträgerkonzentration der Elektronen bzw. Löcher
\bar{n}	Brechungsindex
n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
N_A, N_D	Akzeptor-, bzw Donatorkonzentration
N_C	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
P_{el}	einer LED zugeführte elektrische Leistung

P_{opt}	optische Ausgangsleistung einer Leuchtdiode
R_E	Endwiderstand
R_{gem}	gemessener Widerstand
R_H	Hallkoeffizient
R_{HL}	Widerstand des Halbleiters
R_K	Kontaktwiderstand
R_P	Parallelwiderstand
R_S	Serienwiderstand
R_{SH}	Schichtwiderstand des Halbleiters
R_{SK}	Kontakt-Schichtwiderstand
T	Temperatur
T_S	Temperatur des Substrates beim CAIBE-Ätzen
U_A	Spannung, die am Beschleunigungsgitter der CAIBE anliegt
U_B	Spannung, die am Beamgitter der CAIBE anliegt
U_d	Spannung über einer Diode
U_D	Diffusionsspannung
U_H	Hallspannung
v	Geschwindigkeit
w	Weite der Raumladungszone

Abkürzungen

AES	auger electron spectroscopy
AFM	atomic force microscopy
CAIBE	chemically assisted ion beam etching
ECR	electron cyclotron resonance
HL	Halbleiter
IBE	ion beam etching
IP	Strom-Leistungs-...
LED	light emitting diode
MBE	molecular beam epitaxy
MOVPE	metall-organic vapor-phase epitaxy
MQW	multiple quantum well
RIBE	reactiv ion beam etching
RIE	reactive ion etching

C Formelzeichen und Abkürzungen

RLZ	Raumladungszone
RT	Raumtemperatur
RTA	rapid thermal annealer
SEM	scanning electron spectroscopy
SIMS	secondary ion mass spectroscopy
TLM	transfer length model
UI	Strom-Spannungs-...

Vorveröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit entstandene Publikationen:

- 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, W1.6 (2000)
- 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, W11.18 (2000)
- 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) 180, 257–260 (2000)
- M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, A. Pelzmann, M. Drechsler
Low resistive p-type GaN using two-step rapid thermal annealing processes
J. Appl. Phys. 89 (12), 8339–8341 (2001)
- V. Schwegler, S.S. Schad, M. Scherer, M. Kamp, G. Ulu, M. Emsley, M.S. Ünlü, A. Lell, S. Bader, B. Hahn, H.J. Lugauer, F. Kühn, A. Weimar, V. Härle
Mirror Reflectivity Influence on the L-I Characteristics of Cleaved GaN/SiC Lasers
J. Crystal Growth 230 (3-4), 512–516 (2001)
- H.Y.A. Chung, A. Pelzmann, M. Drechsler, M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp
Multiple-Step Annealing for 50% enhanced p-conductivity of GaN
J. Crystal Growth 230 (3-4), 549–553 (2001)
- 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
J. Crystal Growth 230 (3-4), 554–557 (2001)

- S.S. Schad, M. Scherer, M. Seyboth, V. Schwegler
Extraction Efficiency of GaN-based LEDs
phys. stat. sol. (a) 188, 127–130 (2001)
- M. Seyboth, S.S. Schad, M. Scherer, F. Habel, C. Eichler, M. Kamp, V. Schwegler
Substrates for Wide Bandgap Nitrides
J. Mat. Sci. Mat. in Electr. 13 (11), 659–664 (2002)
- S.S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, K.P. Streubel
Absorption of guided modes in light emitting diodes
Proc. SPIE Vol. 4996, 10–17 (2003)
- C. Eichler, S.S. Schad, M. Seyboth, F. Habel, M. Scherer, S. Miller, A. Weimar, A. Lell, V. Härle, D. Hofstetter
Time resolved study of GaN-based laser diode characteristics during pulsed operation
phys. stat. sol. (c) 0 (7), 2283–2286 (2003)
- S.S. Schad, B. Neubert, C. Eichler, M. Scherer, F. Habel, M. Seyboth, D. Hofstetter, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, K.P. Streubel
Absorption and light scattering in InGaN-on-sapphire and AlGaInP-based light-emitting diodes
submitted to J. Lightwave Technol. (2003)

Weitere Veröffentlichungen:

- W. Schmid, M. Scherer, R. Jäger, P. Stauß, K.P. Streubel, K.J. Ebeling
Efficient Light-Emitting Diodes with Radial Outcoupling Taper at 980 and 630 nm Emission Wavelength
Proc. SPIE Vol. 4278, 109–118 (2001)
- W. Schmid, M. Scherer, C. Karnutsch, A. Plöchl, W. Wegleiter, S.S. Schad, B. Neubert, K.P. Streubel
High efficiency, red and infrared light-emitting diodes using radial outcoupling taper
IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 8(2), 256–263 (2002)
- M. Scherer, B. Neubert, S.S. Schad, W. Schmid, C. Karnutsch, W. Wegleiter, A. Plöchl, K.P. Streubel
Efficient InAlGaP Light-Emitting Diodes using Radial Outcoupling Taper
Proc. SPIE Vol. 4641, 31–41 (2002)

Vorträge, die nicht weiter veröffentlicht wurden:

- C. Kirchner, V. Schwegler, M. Seyboth, M. Scherer, M. Kamp
Prozessoptimierung des MOVPE-Wachstums GaN-basierender Laserstrukturen
14. Workshop des DGKK-Arbeitskreises "Epitaxie von III/V-Halbleitern", Stuttgart, Germany, December 8-9 (1999)
- M. Kamp, V. Schwegler, C. Kirchner, H.Y.A. Chung, C. Wang, M. Seyboth, M. Scherer, K.J. Ebeling
GaN-based light emitters on quasi-substrates
Third International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes, Berlin, Germany, March 6-10 (2000)
- M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, A. Pelzmann, M. Drechsler, J. Niess
Influence of Multiple-Step Annealing on P-type Conductivity and Contact Behavior
Dopings, Dopants & Carrier Dynamics in Wide Gap Semiconductors Workshop, Copper Mountain, CO, USA, April 2-6 (2000), invited
- M. Scherer
GaN related research at University of Ulm
US Army Research Laboratory, Adelphi, MD, USA, April 13 (2000), invited
- M. Kamp, V. Schwegler, C. Kirchner, M. Seyboth, M. Scherer
Advanced characterization for GaN-based LEDs
European MRS - IUMRS - ICEM 2000 Conference, Strasbourg, France, May/June 30-2 (2000), invited
- M. Scherer, M. Seyboth, V. Schwegler, M. Kamp
Dry Etching Influence on Contact Formation to Gallium Nitride
10th European Heterostructure Technology Workshop, Günzburg, Germany, Sept. 18-19 (2000)
- M. Seyboth, C. Kirchner, M. Scherer, V. Schwegler, M. Kamp
MOCVD growth of III-V nitrides for electronic applications: problems and special features
10th European Heterostructure Technology Workshop, Günzburg, Germany, Sept. 18-19 (2000)

Literaturverzeichnis

- [1] S. Nakamura and G. Fasol. *The blue laser diode: GaN based light emitters and laser*. Springer-Verlag, 1997.
- [2] Compound semiconductor, May 2003.
- [3] Compound semiconductor, Jan./Feb. 2003.
- [4] P. Schlotter, R. Schmidt, and J. Schneider. Luminescence conversion of blue light emitting diodes. *Appl. Phys. A*, 64:417–418, 1997.
- [5] D.A. Steigerwald, J.C. Bhat, D. Collins, R.M. Fletcher, M.O. Holcomb, M.J. Ludowise, P.S. Martin, and S.L. Rudaz. Illumination with solid state lighting technology. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 8(2):310–320, 2002.
- [6] Compound semiconductor, March 2003.
- [7] Compound semiconductor, June 2003.
- [8] Opto & laser europe, May 2003.
- [9] H.P. Maruska and J.J. Tietjen. The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 15(10):327–329, 1969.
- [10] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki. P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI). *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28(12):L2112–L2114, 1989.
- [11] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, and N. Iwasa. Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(2B):L139–L142, 1992.
- [12] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh. High-power GaN p-n junction blue-light-emitting diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(12A):L1998–L2001, 1991.
- [13] S. Nakamura. InGaN/AlGaIn blue-light-emitting diodes. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 13(3):705–710, 1995.
- [14] T. Mukai, M. Yamada, and S. Nakamura. Characteristics of InGaIn-based UV/blue/green/amber/red light-emitting diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(7A):3976–3981, 1999.

- [15] H. Kim, S.-J. Park, and H. Hwang. Design and fabrication of highly efficient GaN-based light emitting diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49(10):1715–1722, 2002.
- [16] V. Adivarahan, A. Chitnis, J.P. Zhang, M. Shatalov, J.W. Yang, G. Simin, M. Asif Kahn, R. Gaska, and M.S. Shur. Ultraviolet light-emitting diodes at 340 nm using quaternary AlInGaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 79(25):4240–4242, 2001.
- [17] T. Nishida, H. Saito, and N. Kobayashi. Efficient and high-power AlGaIn-based ultraviolet light-emitting diode grown on bulk GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 79(6):711–712, 2001.
- [18] J. Wagner, U. Kaufmann, K. Köhler, M. Kunzer, W. Pletschen, H. Obloh, P. Schlotter, T. Stefan, H. Walcher, A. Ellens, W. Rossner, and M. Kobusch. (AlGaIn)N ultraviolet LED chips and their use in tri-phosphor luminescence conversion white LEDs. In E.F. Schubert and H.W. Yao, editors, *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing and Applications VI*, pages 50–59. Proc. SPIE Vol. 4641, 2002.
- [19] Y. Narukawa, I. Niki, K. Izuno, M. Yamada, Y. Murazaki, and T. Mukai. Phosphor-conversion white light emitting diode using InGaIn near-ultraviolet chip. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(4A):L371–L373, 2002.
- [20] R. Mueller-Mach, G.O. Mueller, M.R. Krames, and T. Trottier. High-power phosphor-converted light-emitting diodes based on III-nitrides. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 8(2):339–345, 2002.
- [21] S.J. Pearton. GaN device processing. In S.J. Pearton, editor, *GaN and Related Materials II*, volume 7 of *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*, pages 475–540. Gordon and Breach Science Publisher, 2000.
- [22] J. Baur, B. Hahn, M. Fehrer, D. Eisert, W. Stein, A. Plössl, F. Kühn, H. Zull, M. Winter, and V. Härle. InGaIn on SiC LEDs for high flux and high current applications. *phys. stat. sol. (a)*, 194(2):399–402, 2002.
- [23] U. Strauss, H.-J. Lugauer, A. Weimar, J. Baur, G. Brüderl, D. Eisert, F. Kühn, U. Zehnder, and V. Härle. Progress of InGaIn light emitting diodes on SiC. *phys. stat. sol. (c)*, 0(1):276–279, 2002.
- [24] Y.-S. Park. Current status of group II-nitride semiconductors and future prospects. *J. of Korean Phys. Soc.*, 34:S199–S220, 1999.

- [25] C. Kirchner. *Metallorganische Gasphasenepitaxie für Optoelektronische und Elektronische Bauelemente im Materialsystem AlGaInN*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [26] J. Neugebauer and C.G. Van de Walle. Role of hydrogen in doping of GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 68(13):1829–1831, 1996.
- [27] J. Neugebauer and C.G. Van de Walle. Theory of Hydrogen in GaN. In N.H. Nickel, editor, *Hydrogen in Semiconductors II*, volume 61, pages 479–502. Semiconductors and Semimetals, 1999.
- [28] M. Kamp, C. Kirchner, M. Mayer, A. Pelzmann, M. Schauler, V. Schwegler, P. Unger, and K.J. Ebeling. GaN based LEDs by MOVPE and MBE. In *III-V Nitride Materials and Processes II*, volume 97-34, pages 272–283. The Electrochemical Society, 1998.
- [29] T.D. Moustakas. Growth of II-v nitrides by molecular beam epitaxy. In J.I. Pankove and T.D. Moustakas, editors, *Gallium Nitride (GaN) II*, volume 57, pages 33–128. Semiconductors and Semimetals, 1999.
- [30] M.S. Brandt, N.M. Johnson, R.J. Molnar, R. Singh, and T.D. Moustakas. Hydrogenation of p-type gallium nitride. *Appl. Phys. Lett.*, 64(17):2264–2266, 1994.
- [31] W. Götz, N.M. Johnson, D.P. Bour, M.D. McCluskey, and E.E. Haller. Local vibration modes of the Mg-H acceptor complex in GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 69(24):3725–3727, 1996.
- [32] R.F. Pierret. *Semiconductor Device Fundamentals*. Addison-Wesley Publishing Company, 1996.
- [33] D.P. Bour, H.F. Chung, W. Götz, L. Romano, B.S. Krusor, D. Hofstetter, R. Rudaz, C.P. Kuo, F.A. Ponce, N.M. Johnson, M.G. Craford, and R.D. Bringans. Characterization of OMVPE-grown AlGaInN heterostructures. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 449, pages 509–518. Materials Research Society, 1997.
- [34] U. Kaufmann, M. Kunzer, M. Maier, H. Obloh, A. Ramakrishnan, B. Santic, and P. Schlotter. Nature of the 2.8 eV photoluminescence band in Mg-doped GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 72(11):1326–1328, 1998.
- [35] S.-G. Lee and K.J. Chang. Atomic model for blue luminescences in Mg-doped GaN. *Semicond. Sci. Technol*, 14:138–142, 1999.

- [36] C.G. Van de Walle and N.M. Johnson. Hydrogen in III-v nitrides. In J.I. Pankove and T.D. Moustakas, editors, *Gallium Nitride (GaN) II*, volume 57, pages 157–184. Semiconductors and Semimetals, 1999.
- [37] S. Strite and H. Morkoc. GaN, AlN, and InN: a review. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 10(4):1237–1266, 1992.
- [38] C.-R. Lee, J.-Y. Leem, and B.-G. Ahn. The annealing effects of mg-doped GaN epilayers capped with SiO₂ layers. *J. Crystal Growth*, 216:62–68, 200.
- [39] I. Waki, H. Fujioka, M. Oshima, H. Miki, and A. Fukizawa. Low-temperature activation of mg-doped GaN using ni films. *Appl. Phys. Lett.*, 78(19):2899–2901, 2001.
- [40] B.A. Hull, S.E. Mohny, H.S. Venugopalan, and J.C. Ramer. Influence of oxygen on the activation of p-type GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 76(16):2271–2273, 2000.
- [41] V. Schwegler. *Herstellung und Charakterisierung von lichtemittierenden Dioden im ALGaInN-Materialsystem*. eingereichte Dissertation, Universität Ulm, 2003.
- [42] T.-C. Wen, S.-C. Lee, W.-I. Lee, T.-Y. Chen, S.-H. Chan, and J.S. Tsang. Activation of p-type GaN in a pure oxygen ambient. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40(5B):L495–L497, 2000.
- [43] M. Miyachi, T. Tanaka, Y. Kimura, and H. Ota. The activation of Mg in GaN by annealing with minority-carrier injection. *Appl. Phys. Lett.*, 72(9):1101–1103, 1998.
- [44] Y. Kamiura, Y. Yamashita, and S. Nakamura. Photo-enhanced activation of hydrogen-passivated magnesium in p-type GaN films. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 37(8B):L970–L971, 1998.
- [45] V. Schwegler, M. Seyboth, S. Schad, M. Scherer, C. Kirchner, M. Kamp, U. Stempfle, W. Limmer, and R. Sauer. Temperature distribution in InGaN-MQW LEDs under operation. In *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, volume 5S1, page W11.18. Materials Research Society, 2000. <http://nsr.mij.mrs.org/5S1/W11.18/article.pdf>.
- [46] K. Doverspike and J.I. Pankove. Doping in the III-nitrides. In J.I. Pankove and T.D. Moustakas, editors, *Gallium Nitride (GaN) I*, volume 50, pages 259–278. Semiconductors and Semimetals, 1998.
- [47] J.I. Pankove, E.A. Miller, and J.E. Berkeyheiser. GaN electroluminescent diodes. *RCA Review*, 32:383–392, 1971.

- [48] G. Popovici and H. Morkoc. Growth and doping of defects in III-nitrides. In S.J. Pearton, editor, *Gan and Related Materials II*, volume 7 of *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*, pages 93–172. Gordon and Breach Science Publisher, 2000.
- [49] C.G. Van de Walle. Electrical conductivity control. In S. Nakamura and S.F. Chichibu, editors, *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, chapter 3, pages 67–104. Taylor & Francis, 2000.
- [50] J.C. Zolper, R.G. Wilson, S.J. Pearton, and R.A. Stall. Ca and O implantation doping of GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 68(14):1945–1947, 1996.
- [51] M.D. McCluskey, L.T. Romano, B.S. Krusor, D.P. Bour, N.M. Johnson, and S. Brennan. Phase separation in InGaN/GaN multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 72(14):1730–1732, 1998.
- [52] D.K. Schroder. *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 1998.
- [53] D.-H. Youn, M. Lachab, M. Hao, T. Sugahara, H. Takenaka, and Y. Naoi and S. Sakai. Investigation on the p-type activation mechanism in Mg-doped GaN films grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(2A):631–634, 1999.
- [54] S.H. Chung, M. Lachab, T. Wang, Y. Lacroix, D. Basak, Q. Fareed, Y. Kawakami, K. Nishino, and S. Saka. Effect of oxygen on the activation of mg acceptor in GaN epilayers grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39(8):4749–4750, 2000.
- [55] K.-S. Ahn, D.-J. Kim, Y.-T. Moon, H.-G. Kim, and S.-J. Park. Effects of a two-step rapid thermal annealing process on mg-doped p-type GaN films grown by metalorganic vapor deposition. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(1):215–218, 2001.
- [56] M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, A. Pelzmann, M. Drechsler, and J. Niess. Influence of multiple-step annealing on p-type conductivity and contact behavior. In *Dopings, Dopants & Carrier Dynamics in Wide Gap Semiconductors Workshop*, Copper Mountain, CO, USA, Apr. 2000.
- [57] I. Adesida, A.T. Ping, C. Youtsey, T. Dow, M. Asif Khan, D.T. Olson, and J.N. Kuznia. Characteristics of chemically assisted ion beam etching of gallium nitride. *Appl. Phys. Lett.*, 65(7):889–891, 1994.

- [58] J.-W. Lee, H.-S. Park, Y.-J. Park, M.-C. Yoo, T.-I. Kim, H.-S. Kim, and G.-Y. Yeom. Dry etching of GaN using reactive ion beam etching and chemically assisted reactive ion beam etching. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 468:373–377, 1997. Materials Research Society.
- [59] F. Eberhard, M. Schauler, E. Deichsel, C. Kirchner, and P. Unger. Comparison of the etching behavior of GaAs and GaN in a chemically-assisted ion-beam etching system. *Microelec. Eng.*, 46:323–326, 1999.
- [60] R.J. Shul, G.B. McClellan, S.A. Casalnuovo, D.J. Rieger, S.J. Pearton, C. Constantine, C. Barratt, Jr. R.F. Karlicek, C. Tran, and M. Schurman. Inductively coupled plasma etching of GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 69(8):1119–1121, 1996.
- [61] J. Lee, H. Cho, D.C. Hays, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, R.J. Shul, G.A. Vawter, and J. Han. Dry etching of GaN and related materials: Comparison of techniques. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 4(3):557–563, 1998.
- [62] R. Cheung, R.J. Reeves, B. Rong, S.A. Brown, E.J.M. Fakkeldij, and E. van der Drift. High resolution reactive ion etching of GaN and etch-induced effects. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(6):2759–2763, 1999.
- [63] R.J. Shul and S.J. Pearton. *Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques*. Springer-Verlag Berlin, 2000.
- [64] G. Franz. Damage in III/V semiconductors caused by hard- and soft-etching plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 19(3):762–772, 2001.
- [65] M.W. Geis, G.A. Lincoln, N. Efremow, and W.J. Piacentini. A novel anisotropic dry etching technique. *J. Vac. Sci. Technol.*, 19:1390–1393, 1981.
- [66] W.S. Wong, M. Kneissl, P. Mei, D.W. Treat, M. Teepe, and N.M. Johnson. Continuous-wave InGaN multiple-quantum-well laser diodes on copper substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 78(9):1198–1200, 2001.
- [67] E. Deichsel, R. Jäger, and P. Unger. High-brightness unstable-resonator lasers fabricated with improved dry-etching technology for ultra-smooth laser facets. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(6B):4279–4282, 2002.
- [68] M. Köhler. *Etching in Microsystem Technology*. Wiley-VCH, Weinheim, 1999.

- [69] J. Daleiden. *Trockenätzverfahren für die Herstellung von monolithisch integrierten optoelektronischen Schaltkreisen*. Dissertation, Rheinisch-Westphälische Technische Hochschule Aachen, 1997.
- [70] O. Breitschädel, J.T. Hsieh, B. Kuhn, F. Scholz, and H. Schweizer. Effect of ion beam channeling on AlGaN/GaN heterostructures during the ion beam etching process. *Appl. Phys. Lett.*, 76(14):1899–1901, 2000.
- [71] D. Kapolnek, X.H. Wu, B. Heying, S. Keller, B.P. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, and J.S. Speck. Structural evolution in epitaxial metalorganic chemical vapor deposition grown GaN films on sapphire. *Appl. Phys. Lett.*, 67(11):1541–1543, 1995.
- [72] A.T. Ping, I. Adesida, and M. Asif Khan. Study of chemically assisted ion beam etching of GaN using HCl gas. *Appl. Phys. Lett.*, 67(9):1250–1252, 1995.
- [73] F. Binet, J.Y. Duboz, N. Laurent, C. Bonnat, P. Collot, F. Hanauer, O. Briot, and R.L. Aulomard. Realization and optical characterization of etched mirror facets in GaN cavities. *Appl. Phys. Lett.*, 72(8):960–962, 1998.
- [74] http://www.oxfordplasma.de/technols/icp_ecrd.htm.
- [75] H.K. Henisch. *Semiconductor Contacts An Approach to Ideas and Models*. Oxford University Press, 1985.
- [76] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2nd edition, 1981.
- [77] H. Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 15 edition, 1995.
- [78] D.R. Lide, editor. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 3rd electronic edition, 2000.
- [79] E.H. Rhoderick and R.H. Williams. *Metal-Semiconductor Contacts*, volume 19 of *Monographs in Electrical and Electronic Engineering*. Oxford Science Publications, 2nd edition, 1988.
- [80] R.J. Nemanich. Electron affinity of AlN, GaN and AlGaN alloys. In J.H. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H. Amano, and C. Wetzel, editors, *Properties, Processing and Applications of Gallium Nitride and Related Semiconductors*, volume 23, pages 98–103. INSPEC, 1999.
- [81] H. Beneking. *Halbleitertechnologie*. B.G. Teubner Stuttgart, 1991.

- [82] G.K. Reeves and H.B. Harrison. Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements. *IEEE Electron Device Lett.*, EDL-3(5):111–113, 1982.
- [83] G.S. Marlow and M.B. Das. The effect of contact size and non-zero metal resistance on the determination of specific contact resistance. *Solid State Electron.*, 25:91–94, 1982.
- [84] Q.Z. Liu and S.S. Lau. A review of the metal-GaN contact technology. *Solid State Electron.*, 42(5):677–691, 1998.
- [85] S.K. Noh and P. Bhattacharya. Determination of intrinsic barrier height in the Au/n-GaN contact system. *Appl. Phys. Lett.*, 78(23):3642–3644, 2001.
- [86] S.E. Mohny and S.S. Lau. Contacts to GaN. In S.J. Pearton, editor, *GaN and Related Materials II*, volume 7 of *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*, pages 541–566. Gordon and Breach Science Publishers, 2000.
- [87] M.E. Lin, Z. Ma, F.Y. Huang, Z.F. Fan, L.H. Allen, and H. Morkoc. Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 64(8):1003–1005, 1994.
- [88] H.K. Kim, J.S. Jang, I.S. Chang, T.-Y. Seong, S. Lee, and S.-J. Park. Interfacial reactions between Ti, Al, or Ti/Al metallization schemes and n-GaN. In *2nd Intern. Symp. on Blue Laser and Light Emitting Diodes*, pages Tu–P34, Chiba, Japan, sept–oct 1998.
- [89] N.A. Papanicolaou, M.V. Rao, J. Mittereder, and W.T. Anderson. Reliable Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n-type GaN formed by vacuum annealing. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(1):261–267, 2001.
- [90] H. Okamoto and T.B. Massalski. Au-ni (gold-nickel). In T.B. Massalski, editor, *Binary Alloy Phase Diagrams*, volume 1, pages 402–404. ASM International, 2nd edition, 1990.
- [91] F. Ren. Contacts on III-nitrides. In S.J. Pearton, editor, *GaN and Related Materials*, volume 2 of *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*, pages 433–470. Gordon and Breach Science Publisher, 1997.
- [92] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, K.J. Duxstad, E.E. Haller, Z.-F. Fan, S.N. Mohammad, W. Kim, A.E. Botchkarev, and H. Morkoc. Microstructure of

- Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts for n-GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 69(11):1556–1558, 1996.
- [93] H.W. Jang, C.M. Jeon, J.K. Kim, and J.-L. Lee. Room-temperature ohmic contact on n-type GaN with surface treatment using Cl_2 inductively coupled plasma. *Appl. Phys. Lett.*, 78(14):2015–2017, 2001.
- [94] I. Daumiller. *Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierenden Heterostruktur-Feldeffekttransistoren*. Dissertation, Universität Ulm, 2002.
- [95] A.N. Bright, P.J. Thomas, M. Weyland, D.M. Tricker, C.J. Humphreys, and R. Davies. Correlation of contact resistance with microstructure for Au/Ni/Al/Ti/AlGaN/GaN ohmic contacts using transmission electron spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 89(6):3143–3150, 2001.
- [96] M. Scherer, M. Seyboth, V. Schwegler, and M. Kamp. Dry etching influence on contact formation to gallium nitride. In *10th European Heterostructure Technology Workshop*, Günzburg, Germany, Sept. 2000.
- [97] J.K. Sheu, Y.K. Su, G.C. Chi, M.J. Jou, C.C. Liu, C.M. Chang, W.C. Hung, J.S. Bow, and Y.C. Yu. Investigation of the mechanism for Ti/Al ohmic contact on etched n-GaN surfaces. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(2):729–732, 2000.
- [98] S.J. Pearton and R.J. Shul. Etching of III nitrides. In J.I. Pankove and T.D. Moustakas, editors, *Gallium Nitride (GaN) I*, volume 50, pages 103–126. Semiconductors and Semimetals, 1998.
- [99] T. Arai, H. Sueyoshi, Y. Koide, M. Moriyama, and M. Murakami. Development of pt-based ohmic contact materials for p-type GaN. *J. Appl. Phys.*, 89(5):2826–2831, 2001.
- [100] L.-C. Chen, J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, K.-K. Shih, F.-R. Chen, J.-J. Kai, and L. Chang. Oxidized Ni/Pt and Ni/Au ohmic contacts to p-type GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 76(25):3703–3705, 2000.
- [101] I. Waki, H. Fujioka, K. Ono, M. Oshima, H. Miki, and A. Fukizawa. The effect of surface cleaning by wet treatments and ultra high vacuum annealing for ohmic contact formation of p-type GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39(7B):4451–4455, 2000.
- [102] J.K. Sheu, Y.K. Su, G.C. Chi, W.C. Chen, C.Y. Chen, C.N. Huang, J.M. Hong, Y.C. Yu, C.W. Wang, and E.K. Lin. The effect of thermal annealing on the Ni/Au contact of p-type GaN. *J. Appl. Phys.*, 83(6):3172–3175, 1998.

- [103] H. Kim, H. Yang, C. Huh, S.-W. Kim, S.-J. Park, and H. Hwang. Electromigration-induced failure of GaN multi-quantum well light emitting diode. *IEE Electr. Lett.*, 36(10):908–910, 2000.
- [104] J.-S. Jang and T.-Y. Seong. Electronic transport mechanisms of nonalloyed pt ohmic contacts to p-GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 76(19):2743–2745, 2000.
- [105] D. Qiao, L.S. Yu, S.S. Lau, J.Y. Lin, H.X. Jiang, and T.E. Haynes. A study of the Au/Ni ohmic contact to p-GaN. *J. Appl. Phys.*, 88(7):4196–4200, 2000.
- [106] J.T. Trexler, S.J. Pearton, P.H. Holloway, M.G. Mier, K.R. Evans, and R.F. Karlicek. Comparison of Ni/Au, Pd/Au and Cr/Au metallizations for ohmic contacts to p-GaN. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 449, pages 1091–1096. Materials Research Society, 1997.
- [107] J.K. Kim, J.-L. Lee, J.W. Lee, H.E. Shin, Y.J. Park, and T. Kim. Low resistance Pd/Au ohmic contacts to p-type GaN using surface treatment. *Appl. Phys. Lett.*, 73(20):2953–2955, 1998.
- [108] D.-W. Kim, J.C. Bae, W.J. Kim, H.K. Baik, and S.-M. Lee. Electrical properties of pd-based ohmic contact to p-GaN. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(3):609–614, 2001.
- [109] P.J. Hartlieb. *Electrical, Chemical, and Structural Characterization of the Interface Formed Between Ni/Au and Pd/Au Ohmic Contacts and Cleaned P-Type GaN (0001) Surfaces*. PhD thesis, North Carolina State University, 2002.
- [110] H. Okamoto and T.B. Massalski. Au-pd (gold-palladium). In T.B. Massalski, editor, *Binary Alloy Phase Diagrams*, volume 1, pages 409–410. ASM International, 2nd edition, 1990.
- [111] J.M. DeLucca, H.S. Venugopalan, S.E. Mohny, and R.F. Karlicek. Ohmic contacts formed by electrodeposition and physical vapor deposition on p-GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 73(23):3402–3404, 1998.
- [112] H. Okamoto and T.B. Massalski. Ag-au (silver-gold). In T.B. Massalski, editor, *Binary Alloy Phase Diagrams*, volume 1, pages 12–13. ASM International, 2nd edition, 1990.
- [113] Y. Hagio, H. Sugahara, T. Maruyama, Y. Nanishi, K. Akimoto, T. Miyajima, and S. Kijima. Interface properties between ni and p-GaN studied by photemission spectroscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(4B):2493–2496, 2002.

- [114] A.P. Zhang, B. Luo, J.W. Johnson, F. Ren, J. Han, and S.J. Pearton. Role of annealing conditions and surface treatment on ohmic contacts to p-GaN and p-al_{0.1}ga_{0.9}n/gan superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 79(22):3636–3638, 2001.
- [115] L.L. Smith, S.W. King, R.J. Nemanich, and R.F. Davis. Cleaning of GaN surfaces. *J. Electron. Mat.*, 25(5):805–810, 1996.
- [116] J.K. Kim, J.-L. Lee, J.W. Lee, Y.J. Park, and T. Kim. Effect of surface treatment by (NH₄)₂S_x solution on the reduction of ohmic contact resistivity of p-type GaN. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(2):497–499, 1999.
- [117] C.-S. Lee, Y.-J. Lin, and C.-T. Lee. Investigation of oxidation mechanism for ohmic formation in Ni/Au contacts to p-type GaN layers. *Appl. Phys. Lett.*, 79(23):3815–3817, 2001.
- [118] S. Bader. *Entwicklung und Charakterisierung einer GaN-basierenden Laserdiode*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [119] J.S. Kwak, J. Cho, S. Chae, O.H. Nam, C. Sone, and Y. Park. The role of an overlayer in the formation of ni-based transparent ohmic contacts to p-GaN. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40(11):6221–6225, 2001.
- [120] J.K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, C.-Y. Chen, and K.-K. Shih. Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 74(9):1275–1277, 1999.
- [121] S. Mailis, L. Boutsikaris, N.A. Vainos, C. Xirouhaki, G. Vasiliou, N. Garawal, G. Kiriakidis, and H. Fritzsche. Holographic recording in indium-oxide (In₂O₃) and indium-tin-oxide (In₂O₃:sn) thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 69(17):2459–2461, 1996.
- [122] H. Kim, C.M. Gilmore, A. Pique, J.S. Horwitz, H. Mattoussi, H. Murata, Z.H. Kafafi, and D.B. Chrisey. Electrical, optical, and structural properties of indium-tin-oxide thin films for organic light-emitting devices. *J. Appl. Phys.*, 86(11):6451–6461, 1999.
- [123] Y.-K. Su, F.-S. Juang, and M.-H. Chen. GaN metal-semiconductor-metal visible-blind photodetectors with transparent indium-tin-oxide contact electrodes. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42(4B):2257–2259, 2003.
- [124] D.E. Morton and A. Dinca. Ion-assisted deposition of e-gun evaporated ITO films at low substrate temperatures. <http://www.dentonvacuum.com/news/tech.html>, 1999.

- [125] K.Schmidt. Transparente Kontakte für GaN basierende Leuchtdioden. Studienarbeit, Universität Ulm, 2000.
- [126] S. Nakamura. Group III-v nitride-based ultraviolet blue-green-yellow light-emitting diodes and laser diodes. In G.B. Stringfellow and M.G. Craford, editors, *High Brightness Light Emitting Diodes*, volume 48, pages 391–444. Semiconductors and Semimetals, 1997.
- [127] U. Zehnder, A. Weimar, U. Strauss, F. Fehrer, B. Hahn, H.-J. Lugauer, and V. Härle. Industrial production of GaN and InGaN-light emitting diodes on SiC-substrates. *J. Crystal Growth*, 230:497–502, 2001.
- [128] M. Seyboth. *Epitaktisches Wachstum von InGaN basierenden elektronischen und optoelektronischen Bauelementen*. noch nicht eingereichte Dissertation, Universität Ulm, 2003.
- [129] M.G. Craford. Overview of device issues in high-brightness light-emitting diodes. In G.B. Stringfellow and M.G. Craford, editors, *High Brightness Light Emitting Diodes*, volume 48, pages 47–64. Semiconductors and Semimetals, 1997.
- [130] J.H. Werner. Schottky barrier and pn-junction I/V plots - small signal evaluation. *Appl. Phys. A*, 47:291–300, 1988.
- [131] S. Chichibu, T. Deguchi, T. Sota, K. Wada, and S. Nakamura. Localized excitons in InGaN. In *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, volume 482, pages 613–624. Materials Research Society, 1998.
- [132] P. Fischer, J. Christen, M. Zacharias, V. Schwegler, C. Kirchner, and M. Kamp. Spatial 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.*, 39(4B):2414–2416, 2000.
- [133] P. Fischer, J. Christen, and S. Nakamura. Spectral electroluminescence mapping of a blue InGaN single quantum well light-emitting diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39(2B):L129–L132, 2000.
- [134] S.S. Schad, B. Neubert, M. Seyboth, F. Habel, C. Eichler, M. Scherer, P. Unger, W. Schmid, C. Karnutsch, and K.P. Streubel. Absorption of guided modes in light emitting diodes. In E.F. Schubert and H.W. Yao, editors, *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing and Applications VII*. accepted for SPIE Proc. 4996, 2003.

- [135] M. Scherer, B. Neubert, S.S. Schad, W. Schmid, C. Karnutsch, W. Wegleiter, A. Plöchl, and K.P. Streubel. Efficient InAlGaP light-emitting diodes using radial outcoupling taper. In E.F. Schubert and H.W. Yao, editors, *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing and Applications VI*, pages 31–41. Proc. SPIE Vol. 4641, 2002.
- [136] R.W. Chuang, A.Q. Zou, H.P. Lee, Z.J. Dong, F.F. Xiong, R. Shih, M. Bremser, and H. Juergensen. Contact resistance of InGaN/GaN light emitting diodes grown on the production model multi-wafer MOVPE reactor. In *MRS Internet J. of Nitride Semiconductor Research*, volume 4S1, page G6.42. Materials Research Society, 1999.
- [137] W. Schmid. *Hocheffiziente Leuchtdioden mit lateralem Auskoppeltaper: Konzept, Herstellung und Eigenschaften*. Dissertation, Universität Ulm, 2001.
- [138] M. Hansen. *Improved Characteristics of Indium Gallium Nitride-Based Laser Diodes*. PhD thesis, University of California at Santa Barbara, 2001.
- [139] H. Kim, J.-M. Lee, C. Huh, S.-W. Kim, D.-J. Kim, S.-J. Park, and H. Hwang. Modeling of GaN-based light-emitting diode for uniform current spreading. *Appl. Phys. Lett.*, 77(12):1903–1904, 2000.
- [140] S.J. Pearton, J.W. Lee, J.D. MacKenzie, C.R. Abernathy, and R.J. Shul. Dry etching damage in InN, InGaN, and InAlN. *Appl. Phys. Lett.*, 67(16):2329–2331, 1995.
- [141] H.W. Choi, S.J. Chua, and S. Tripathy. Morphological and structural analyses of plasma-induced damage to n-type GaN. *J. Appl. Phys.*, 92(8):4381–4385, 2002.
- [142] J.K. Sheu, Y.K. Su, G.C. Chi, M.J. Jou, C.M. Chang, C.C. Liu, and W.C. Hung. High-transparency Ni/Au ohmic contact to p-type GaN. In *2nd Intern. Symp. on Blue Laser and Light Emitting Diodes*, pages TH-P51, Chiba, Japan, sept-oct 1998.
- [143] J.-K. Ho, C.-S. Jong, C.C. Chiu, C.-N. Huang, K.-K. Shih, L.-C. Chen, F.-R. Chen, and J.-J. Kai. Low-resistance ohmic contact to p-type GaN achieved by the oxidation of Ni/Au films. *J. Appl. Phys.*, 86(8):4491–4497, 1999.
- [144] H. Kim, D.-J. Kim, S.-J. Park, and H. Hwang. Effect of an oxidized Ni/Au p contact on the performance of GaN/InGaN multiple quantum well light-emitting diodes. *J. Appl. Phys.*, 89(2):1506–1508, 2001.
- [145] S.-S. Schad. Verbesserung des externen Quantenwirkungsgrads GaN-basierender Leuchtdioden. Diplomarbeit, Universität Ulm, 2000.

- [146] X. Guo and E.F. Schubert. Current crowding in InGaN/GaN light emitting diodes on insulating substrates. *J. Appl. Phys.*, 90(8):4191–4195, 2001.
- [147] X. Guo and E.F. Schubert. Current crowding and optical saturation effects in GaInN/GaN light-emitting diodes grown on insulating substrates. *Appl. Phys. Lett.*, 78(21):3337–3339, 2001.
- [148] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, C.B. Vartuli, J.W. Lee, J.D. MacKenzie, R.G. Wilson, R.J. Shul, F. Ren, and J.M. Zavada. Unintentional hydrogenation of GaN and related alloys during processing. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14:831–835, 1996.
- [149] SRIM (the stopping and range of ions in matter). <http://www.srim.org/>, 2000.
- [150] K.W. Böer. *Survey of Semiconductor Physics*, volume 1. Van Nostrand-Reinhold, New York, 1990.
- [151] A. Trampert, O. Brandt, and K.H. Ploog. Crystal structure of group III nitrides. In J.I. Pankove and T.D. Moustakas, editors, *Gallium Nitride (GaN) I*, volume 50, pages 167–192. Semiconductors and Semimetals, 1998.
- [152] B. Holländer, S. Mantl, M. Mayer, C. Kirchner, A. Pelzmann, M. Kamp, S. Christiansen, M. Albrecht, and H.P. Strunk. Ion channeling studies of a GaN layers on c-oriented sapphire. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 136–138:1248–1252, 1998.
- [153] O. Breitschädel. *AlGaIn/GaN-Feldeffekttransistoren: Prozesstechnologische Ansätze zur Optimierung von DC- und HF-Eigenschaften*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2001.

Lebenslauf

Persönliche Daten

29.05.1974 Geboren in Augsburg

Ausbildung

09.1980 – 07.1984 Grundschule Kriegshaber, Augsburg
09.1984 – 06.1993 Holbein-Gymnasium, Augsburg
09.07.1993: Allgemeine Hochschulreife
07.1993 – 06.1994 Grundwehrdienst
10.1994 – 09.1999 Studium der Elektrotechnik (Fachrichtung Mikroelektronik)
an der Universität Ulm
24.10.1996: Vordiplom
28.03.2000: Diplom
10.1999 – 08.2003 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Optoelektronik,
Universität Ulm
seit 01.09.2003 Projectmanager bei Advanced Mask Technology Center,
Dresden