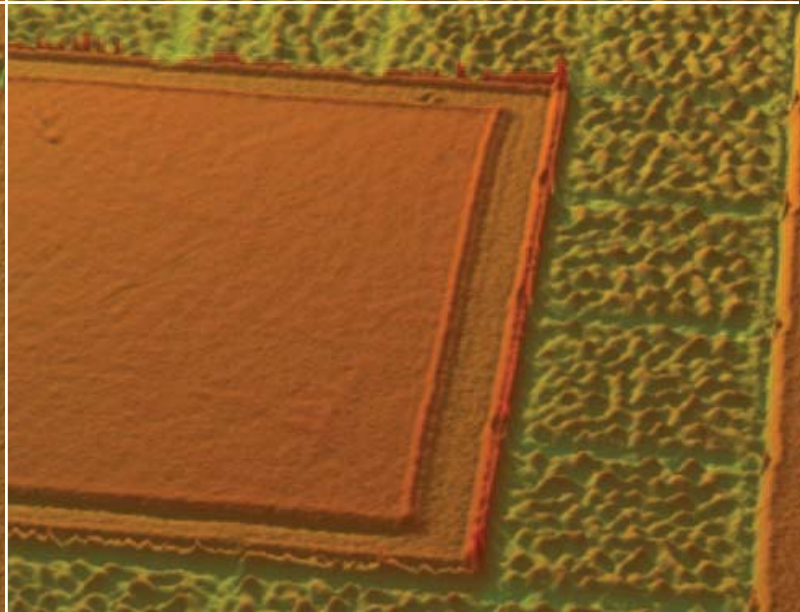
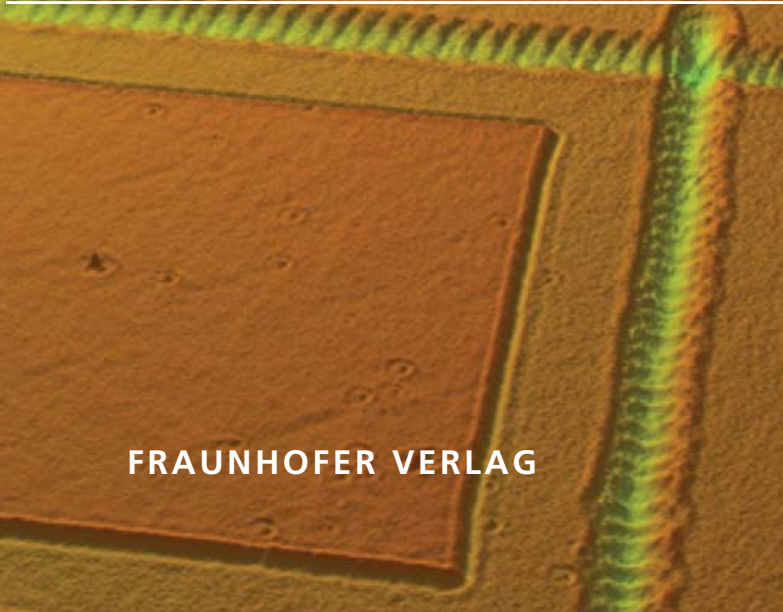
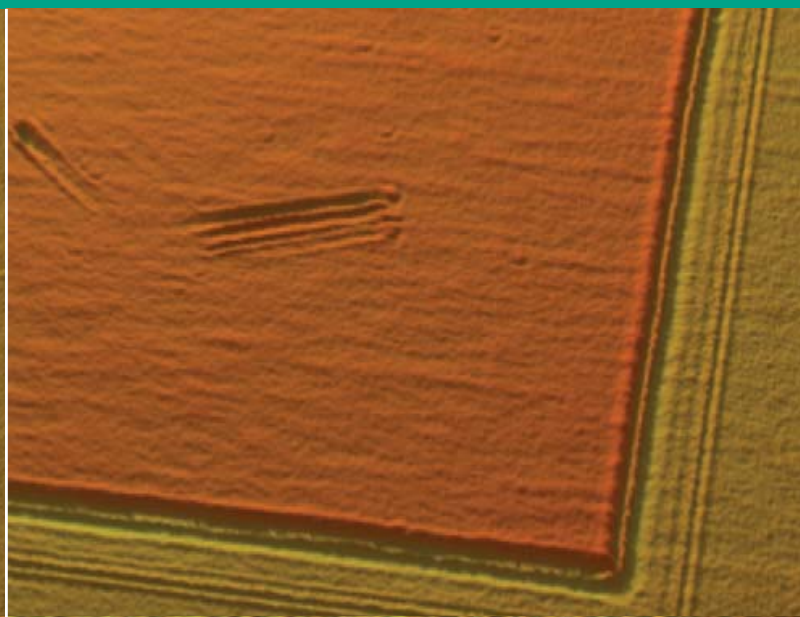
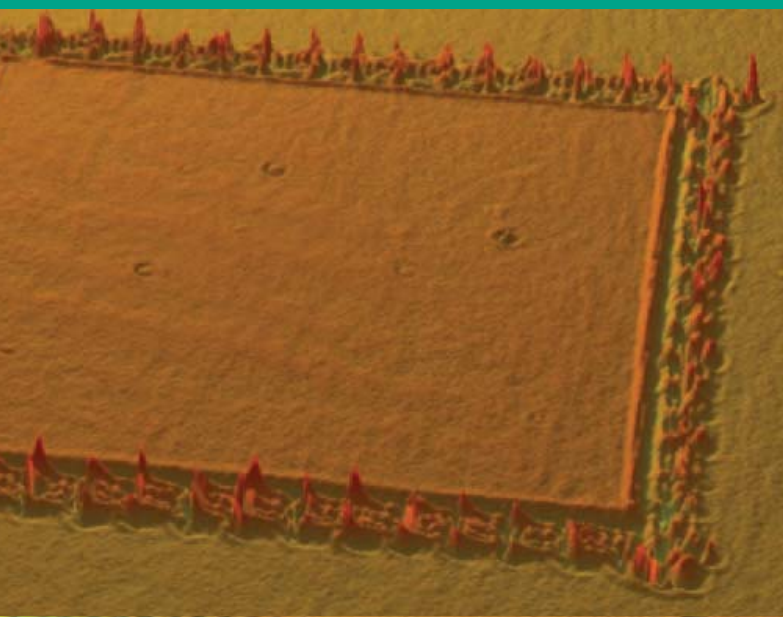


Rüdiger Moser

# LASER- $\mu$ -BEARBEITUNG VON GaN-BASIERTEN LEUCHTDIODEN MIT ULTRAKURZEN LASERPULSEN



Fraunhofer-Institut für  
Angewandte Festkörperphysik IAF

Science for Systems

**Band 14**

Rüdiger Moser

**Laser- $\mu$ -Bearbeitung von  
GaN-basierten Leuchtdioden mit  
ultrakurzen Laserpulsen**

FRAUNHOFER VERLAG

**Kontaktadresse:**

Fraunhofer-Institut für  
Angewandte Festkörperphysik IAF  
Tullastraße 72  
79108 Freiburg  
Telefon 0761/5159-0  
Telefax 0761/5159-400  
E-Mail [info@iaf.fraunhofer.de](mailto:info@iaf.fraunhofer.de)  
URL [www.iaf.fraunhofer.de](http://www.iaf.fraunhofer.de)

**Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.  
ISBN: 978-3-8396-0600-1

D 25

Zugl.: Freiburg, Univ., Diss., 2013

Umschlaggestaltung: Fraunhofer IAF  
Druck: Mediendienstleistungen des  
Fraunhofer-Informationszentrum Raum und Bau IRB, Stuttgart

Für den Druck des Buches wurde chlor- und säurefreies Papier verwendet.

© by **FRAUNHOFER VERLAG**, 2013

Fraunhofer-Informationszentrum Raum und Bau IRB  
Postfach 80 04 69, 70504 Stuttgart  
Nobelstraße 12, 70569 Stuttgart  
Telefon 07 11 9 70-25 00  
Telefax 07 11 9 70-25 08  
E-Mail [verlag@fraunhofer.de](mailto:verlag@fraunhofer.de)  
URL <http://verlag.fraunhofer.de>

Alle Rechte vorbehalten

Dieses Werk ist einschließlich aller seiner Teile urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung, die über die engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes hinausgeht, ist ohne schriftliche Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Dies gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen sowie die Speicherung in elektronischen Systemen. Die Wiedergabe von Warenbezeichnungen und Handelsnamen in diesem Buch berechtigt nicht zu der Annahme, dass solche Bezeichnungen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und deshalb von jedermann benutzt werden dürften. Soweit in diesem Werk direkt oder indirekt auf Gesetze, Vorschriften oder Richtlinien (z.B. DIN, VDI) Bezug genommen oder aus ihnen zitiert worden ist, kann der Verlag keine Gewähr für Richtigkeit, Vollständigkeit oder Aktualität übernehmen.

# **Laser- $\mu$ -Bearbeitung von GaN-basierten Leuchtdioden mit ultrakurzen Laserpulsen**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades  
der Fakultät für Angewandte Wissenschaften  
der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

vorgelegt von

Rüdiger Moser

Freiburg im Breisgau, 2013

Dekan: Prof. Dr. Yiannos Manoli  
Referent: Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz  
Korreferent: Prof. Dr. Ulrike Wallrabe

Tag der mündlichen Prüfung: 06.06.2013

Teilergebnisse dieser Arbeit sind Gegenstand verschiedener Veröffentlichungen,  
Tagungsbeiträgen und Patentanmeldungen. Diese sind auf Seite 179 aufgeführt.

Man weiß nie, was daraus wird, wenn Dinge verändert werden. Aber weiß man denn, was daraus wird, wenn sie nicht verändert werden?

Elias Canetti



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau und Entwicklung einer Laser-<math>\mu</math>-Bearbeitungsanlage</b>	<b>5</b>
2.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	6
2.1.1	Anlagenkonzept . . . . .	6
2.1.2	Ultrakurzpuls laser . . . . .	7
2.1.3	Optische Komponenten zur Strahlformung . . . . .	13
2.1.4	Luftgelagertes Achssystem . . . . .	24
2.1.5	Inspektionssystem . . . . .	27
2.1.6	Optische Distanzmessung . . . . .	29
2.1.7	Maschinenaufbau . . . . .	30
2.2	Kalibrierung, Auflösung und Reproduzierbarkeit . . . . .	31
2.2.1	Kalibrierung der Pulsenergie . . . . .	31
2.2.2	Strahlparameter . . . . .	32
2.2.3	Offsetbestimmung . . . . .	33
2.2.4	Bestimmung der vertikalen Fokusposition . . . . .	34
2.2.5	Wiederholgenauigkeit bei der Laserbearbeitung . . . . .	35
2.3	Abweichungen von der Gaußschen Intensitätsverteilung . . . . .	37
2.3.1	Bestimmung der Beugungsmaßzahl $M^2$ . . . . .	37
2.3.2	Fernfeldanalyse . . . . .	38
2.3.3	Oberflächenformabweichung . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Grundlagen der Licht-Materie Wechselwirkung</b>	<b>45</b>
3.1	Ausbreitung von Licht in Materie . . . . .	45
3.2	Absorptionsmechanismen . . . . .	47
3.2.1	Lineare Absorption . . . . .	47
3.2.2	Nichtlineare Absorption . . . . .	48
3.3	Thermalisierung . . . . .	48
3.4	Zweitemperatur-Modell . . . . .	50
3.5	Auswirkungen auf die Materie . . . . .	51
3.5.1	Photothermische Prozesse . . . . .	52
3.5.2	Photophysikalische Prozesse . . . . .	52
3.5.3	Laserbearbeitung von GaN . . . . .	54
3.6	Materialauswurf . . . . .	55
3.7	Laser-induzierte periodische Oberflächenstrukturen . . . . .	57
3.8	Bestimmung der Ablationsschwelle und des Fokusdurchmessers . . . . .	59
3.9	Inkubationseffekte . . . . .	62

<b>4 Laserbearbeitung an GaN-basierten Leuchtdioden durch ultrakurze Laserpulse</b>	<b>69</b>
4.1 Mikrokanäle in Saphir zur Funktionalisierung GaN-basierter Leuchtdioden	69
4.1.1 Phasenumwandlung und selektives Ätzen . . . . .	70
4.1.2 Fokussieren von Gaußschen Strahlen in transparente Materialien	72
4.1.3 Herstellung von Mikrokanälen in Saphir . . . . .	75
4.1.4 Maximieren der Kanallänge . . . . .	78
4.2 Laserinduziertes Vereinzeln von Saphirchips durch Volumenmodifikation	87
4.2.1 Erzeugen und Charakterisieren von Verspannungen . . . . .	89
4.2.2 Minimieren der Biegefestigkeit . . . . .	92
4.3 Herstellung GaN-basierter LEDs durch Laserbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen . . . . .	98
4.3.1 Effizienz von Leuchtdioden . . . . .	99
4.3.2 Prozessschritte zur laserbasierten Herstellung von GaN-LEDs . .	101
4.3.3 Hochauflösende Schattenmasken zum strukturierten Aufbringen von ohmschen Kontakten . . . . .	104
4.3.4 Durchtrennen der LED-Heterostruktur zur mechanischen Isolation	109
4.3.5 Herstellen von elektrischen Isolationsgräben durch definierten Tiefenabtrag . . . . .	111
4.3.6 Elektrische Eigenschaften laserhergestellter Isolationsgräben . . .	125
4.3.7 Leckströme über die Seitenkante des Isolationsgrabens . . . . .	135
4.3.8 Charakterisierung von LEDs unterschiedlicher Größe . . . . .	139
4.3.9 Vergleich zu konventionellen Mesa LEDs . . . . .	145
4.3.10 LEDs beliebiger Form und Größe . . . . .	148
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
<b>A Sättigung der Abtragsrate</b>	<b>155</b>
<b>B Linsenkombinationen für 532 nm und 1064 nm</b>	<b>157</b>
<b>C Abkürzungen und Symbole</b>	<b>159</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>165</b>
<b>Publikationen</b>	<b>179</b>
<b>Danksagung</b>	<b>183</b>

---

# Kapitel 1

## Einleitung

### Hintergrund

Im Jahre 1916 veröffentlichte Albert Einstein erstmals die Idee der stimulierten Emission von Photonen zwischen zwei atomaren Niveaus [1]. Etliche Jahre später, im Jahr 1960 konnte Theodore Maiman den ersten Laser realisieren. Es handelte sich dabei um einen Rubinlaser, der über eine Blitzlampe gepumpt wurde und somit im gepulsten Betrieb arbeitete [2]. Von diesem Zeitpunkt an schritt die Entwicklung weiterer Lasersysteme in einer atemberaubenden Geschwindigkeit voran. Auch die Erforschung der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie und deren Anwendbarkeit für die Werkstoffbearbeitung ab dem Jahr 1963 ließ nicht lange auf sich warten [3, 4]. So wurde der Rubinlaser bereits für die Materialbearbeitung eingesetzt, wie z.B. das Bohren von Uhrensteinen aus Rubin [5]. Seit den siebziger Jahren wurden Techniken entwickelt, die es erlaubten, ultrakurze Laserpulse im Pikosekunden- (ps) und Femtosekundenbereich (fs) zu erzeugen. Heute ist es möglich, Laserpulse mit einer Dauer von weniger als 10 fs zu erzeugen. Abhängig von der Wellenlänge entspricht das nur noch wenigen optischen Zyklen. Durch die im Allgemeinen gute Fokussierbarkeit von Laserstrahlung lässt sich die Energie auf einen räumlich eng begrenzten Bereich lokalisieren. Gleichzeitig erlaubt der Pulsbetrieb die zeitliche Konzentration der Energie, so dass ohne Weiteres Intensitäten von einigen  $\text{GW}/\text{cm}^2$  erreicht werden. Für die Materialbearbeitung weisen ultrakurze Pulse im ps- und fs-Bereich zwei entscheidende Vorteile auf. Zum einen kann Materie aus dem Festkörper herausgelöst werden, mit minimaler thermischer Schädigung des benachbarten Materials, da der Laserpuls zu Ende ist, bevor sich die eingebrachte Wärme ausbreiten kann. Dadurch reduziert sich die Schmelzbildung und es kann eine höhere Präzision erreicht werden. Zum anderen ermöglicht die hohe Pulsspitzenleistung die Bearbeitung von nahezu jedem Material. Durch die hohe Intensität findet selbst in transparenten Materialien Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Strahlung statt, so dass gezielt Modifikationen im Volumen hervorgerufen werden können.

Lange Zeit fand die Materialbearbeitung im industriellen Umfeld mit kurzen Laserpulsen im Nanosekunden (ns)-Bereich statt. Die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen beschränkte sich dagegen auf den Forschungs- und Entwicklungsbereich, aufgrund der geringen mittleren Leistung und der mangelnden Zuverlässigkeit dieser Lasersysteme. Durch die stetige Weiterentwicklung sind seit einigen Jahren Lasersysteme verfügbar, die Pulse im ps-Bereich emittieren und aufgrund ihrer hohen Ausgangsleistung und Zuverlässigkeit im industriellen Umfeld eingesetzt werden. Auch wenn die Anschaffungskosten eines Pikosekundenlasers noch deutlich über den Kosten eines vergleichbaren Nanosekundenlasers liegen, findet dennoch ein enormer Wandel zur Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen statt.

Im Vergleich zum Laser gewann die blaue bzw. weiße lichtemittierende Diode (LED) nicht ganz so rasant an Bedeutung. Obwohl die erste Lichtemission aus einer Diode lediglich zwei Jahre nach der Demonstration des ersten Lasers beobachtet wurde, erfolgte der Durchbruch erst in den letzten Jahren. Aufgrund mangelnder Ausgangsleistung waren die GaAs/AlAs-basierenden (rot-gelb), GaP-basierenden (grün) und GaN-basierenden (grün-ultraviolett) LEDs lange Zeit nur als Signalleuchten in Anzeigetafeln oder elektrischen Geräten zu finden. Durch die stetige Verbesserung der Kristallqualität, der Schichtstruktur und der Auskoppelleffizienz wurde die Effizienz und damit auch die Ausgangsleistung stetig gesteigert. Der große Durchbruch der LED erfolgte nach der Erfindung der weißen Lumineszenzkonversions-LED im Jahr 1996 [6], deren Basis die blaue GaN-basierte LED darstellt. Heute erreichen weiße LEDs bis zu 231 lm/W [7], so dass sie nicht nur als Hintergrundbeleuchtung in Flachbildschirmen verwendet werden, sondern auch in Frontscheinwerfern von Kraftfahrzeugen zum Einsatz kommen, öffentliche Straßen und Gebäude beleuchten und in jüngster Zeit auch als Lichtquelle in privaten Haushalten dienen. Letzteres ist besonders dem rasanten Kostenrückgang in den letzten Jahren zu verdanken. Um LEDs, die als Leuchtmittel der Zukunft gelten, noch attraktiver zu machen, ist eine kostengünstigere Herstellung unerlässlich. Die Herstellung erfolgt durch konventionelle lithographische und auf Ätztechniken basierte Verfahren. Durch die Entwicklung neuer Lasersysteme für die Materialbearbeitung können neue Möglichkeiten für die Herstellung von GaN-basierten LEDs entstehen. Hier geht die Solarindustrie mit gutem Beispiel voran, indem durch Laserbearbeitung einzelne Schichten selektiv entfernt und getrennt werden, um eine monolithische Serienverschaltung einzelner Zellen zu erreichen [8, 9].

## Zielsetzung und Überblick

Ziel dieser Arbeit war es, eine Anlage zur Lasermaterialbearbeitung zu entwerfen und aufzubauen und anschließend Laserbearbeitungsverfahren an GaN-basierten LEDs zu erarbeiten. Aufgrund der geringen Strukturgröße moderner LEDs waren Fokusedurchmesser von wenigen  $\mu\text{m}$  angestrebt. Die Beschaffung einer kommerziell erhältlichen Anlage kam nicht in Frage, da zu diesem Zeitpunkt die minimalen Fokusedurchmesser käuflicher Anlagen im Bereich zwischen 10-20  $\mu\text{m}$  lagen. Als Strahlquelle sollte ein Ultrakurzpulslaser zum Einsatz kommen, der Laserpulse im ps-Bereich emittiert und für den industriellen Einsatz konzipiert wurde, damit die erarbeiteten Prozesse einfacher in das industrielle Umfeld transferiert werden können. Durch die kurzen Laserpulse sollten einerseits thermische Schäden während der Bearbeitung minimiert werden, andererseits, durch die entsprechend hohe Pulsspitzenleistung auch Bearbeitungen an transparenten Materialien wie Saphir durchgeführt werden, da dieses Material bei 85 % der weltweit hergestellten LEDs als Substratmaterial dient [10].

Kapitel 2 dieser Arbeit beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit entworfene und aufgebaute Laserbearbeitungsanlage, sowie die einzelnen Komponenten und ihre Funktionsweise. Mit Hilfe von Simulationsergebnissen werden unterschiedliche Linsenkombinationen berechnet, die es erlauben, den Laserstrahl des Ultrakurzpulslasers beugungsbegrenzt auf

die gewünschte Größe zu fokussieren. Anhand erster Bearbeitungsergebnisse wird die mögliche Präzision bei der Materialbearbeitung demonstriert. Gleichzeitig zeigt dieses Kapitel Probleme auf, die sich bei der Fokussierung von Laserstrahlung auf Größen im  $\mu\text{m}$ -Bereich ergeben können. Anhand von Simulationsergebnissen werden deren Ursache aufgedeckt und Lösungen erarbeitet.

Kapitel 3 behandelt die Grundlagen der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Beginnend mit der Absorption der elektromagnetischen Strahlung durch lineare und nichtlineare Prozesse, werden anschließend die einzelnen Schritte des Energieübertrags in der Materie, sowie die zugehörigen Zeitkonstanten vorgestellt. Das Verhältnis zwischen diesen Zeitkonstanten und der Dauer des Laserpulses sind entscheidend, ob es sich um einen thermischen oder athermischen Materialabtrag handelt. Zusätzlich wird in diesem Kapitel eine Methode vorgestellt, die es erlaubt, die Größe der Strahltaile, auch bei den verwendeten sehr kleinen Foki mit Gaußscher Intensitätsverteilung, zu bestimmen. Die Methode erlaubt weiterhin die minimal notwendige Pulsenergie pro bestrahlter Fläche zu bestimmen, um Materialabtrag hervorzurufen.

Kapitel 4 diskutiert die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Laserbearbeitungsverfahren rund um die GaN-basierte LED. Die Kapitel 4.1 und 4.2 beschäftigen sich zunächst mit der Bearbeitung des Saphirsubstrats. In Kapitel 4.1 wird ein Verfahren vorgestellt, das es erlaubt, Mikrokanäle im Volumen von Saphir zu erzeugen, um beispielsweise eine GaN-basierte LED zu funktionalisieren. Dabei wird ein zweistufiger Prozess aus laserbasierter Materialmodifikation und selektivem Ätzen vorgestellt. Trotz gegensätzlich Meinungen in der Literatur konnte dieser Prozess erfolgreich mit Pulsdauern im ps-Bereich demonstriert werden. Kapitel 4.2 beschreibt hingegen ein Verfahren zum laserbasierten Vereinzeln von LEDs auf Saphirsubstrat, das im Bereich der Siliziumtechnologie bereits erfolgreich angewendet wird. Dabei werden Verspannungen im Volumen des Substrats erzeugt, ohne die Oberfläche zu verunreinigen. Diese dienen anschließend als Sollbruchstelle zum Vereinzeln von LED-Chips. Kapitel 4.3 widmet sich schließlich der Entwicklung von Laserprozessen zur Herstellung der GaN-basierten LED selbst. Dabei wird eine Prozesskette vorgestellt, die es erlaubt, eine funktionsfähige LED zu realisieren, ohne konventionelle auf Lithographie basierende Prozesse anzuwenden. Neben „indirekten“ laserbasierten Verfahren zum Aufbringen von ohmschen Kontakten werden auch direkte Verfahren zum Strukturieren der Halbleiterschichten angewendet, um sowohl mechanische als auch elektrische Isolationen zu schaffen, wie sie z.B. zur Definition der leuchtenden Fläche einer LED notwendig sind. Dabei wird deutlich, dass im Fall von GaN ultrakurze Laserpulse nahe der Bandkante nicht zwangsläufig Vorteile zu längeren Laserpulsen im ns-Bereich aufweisen, wie ein Vergleich zu weiteren Strahlquellen zeigt.



## Kapitel 2

# Aufbau und Entwicklung einer Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage

Im Rahmen dieser Dissertation wurde eine Laserbearbeitungsanlage konstruiert und aufgebaut. Ziel war es, damit einzelne Prozessschritte, die zur Herstellung GaN-basierter LEDs notwendig sind, durch direkte bzw. indirekte laserbasierte Bearbeitungsverfahren zu ersetzen. Aufgrund der geringen Abmessungen modernen hocheffizienten LEDs und den daraus resultierenden geringen Strukturgrößen im Bereich weniger Mikrometer, kam eine kommerziell erhältliche Laserbearbeitungsanlage nicht in Frage. Zum Zeitpunkt der Beschaffung lagen die kleinstmöglichen Fokusbereiche dieser Anlagen im Bereich um 10 - 20  $\mu\text{m}$ .

Aus diesem Grund wurde eine eigenkonstruierte Anlage geplant, entworfen und aufgebaut. Diese erlaubt es Strukturen im Bereich von einem bis wenigen Mikrometer reproduzierbar herzustellen. Aufgrund der hohen Präzision wurde die Anlage Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage genannt und wird im Folgenden mit L $\mu$ B abgekürzt werden. Neben der Bearbeitung der Materialien GaN und Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), die die Grundlage von blauen, grünen und weißen LEDs bilden, sollen mit der L $\mu$ B auch weitere Materialien wie z.B. Metalle oder Polymere bearbeitet werden, sowie Bearbeitungen mit konventionellen Strukturgrößen durchgeführt werden, wie dem Beschriften, Durchtrennen oder Bohren von Werkstoffen.

Der erste Abschnitt des Kapitels 2.1 gibt zunächst einen Überblick über den Aufbau der L $\mu$ B und erläutert das prinzipielle Konzept der Anlage, bevor in den folgenden Abschnitten die einzelnen Komponenten näher behandelt werden. Auf die drei Hauptkomponenten zur Lasermaterialbearbeitung (Laser, Strahlformung, Achssystem) wird dabei detailliert eingegangen. Abschnitt 2.1.2 behandelt die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung ultrakurzer Pulse und zeigt die Funktionsweise des Lasersystems auf, bevor in Abschnitt 2.1.3 die Grundlagen zur Fokussierung Gaußscher Strahlen erläutert werden. Anhand von Raytracingsimulationen wird die Auswirkung unterschiedlicher Fokuslinsen auf die Größe des resultierenden Fokus gezeigt. Das zum Schreiben von Konturen notwendige Achssystem und dessen zusätzliche Funktionen werden in Abschnitt 2.1.4 beschrieben. Anschließend werden die zur Justage und Höhenvermessung notwendigen Inspektionssysteme und das optische Distanzmesssystem zur präzisen Bestimmung der Probenhöhe behandelt, bevor der letzte Abschnitt die Portalkonstruktion beschreibt, auf der sämtliche Komponenten vereinigt werden.

Der zweite Abschnitt dieses Kapitels (2.2) beschäftigt sich mit der Kalibrierung und dem Test der Reproduzierbarkeit der L $\mu$ B. Dabei werden zur Veranschaulichung erste Bearbeitungsergebnisse gezeigt, die auch Probleme aufdecken, die bei der Fokussierung entstehen.

Der letzte Teil des Kapitels (2.3) diskutiert die Abweichungen der Oberflächenform von asphärischen Fokallinsen und ihre Auswirkung auf die Abbildungsqualität anhand von experimentellen Ergebnissen und Simulationen durch Raytracing.

## 2.1 Experimenteller Aufbau

### 2.1.1 Anlagenkonzept

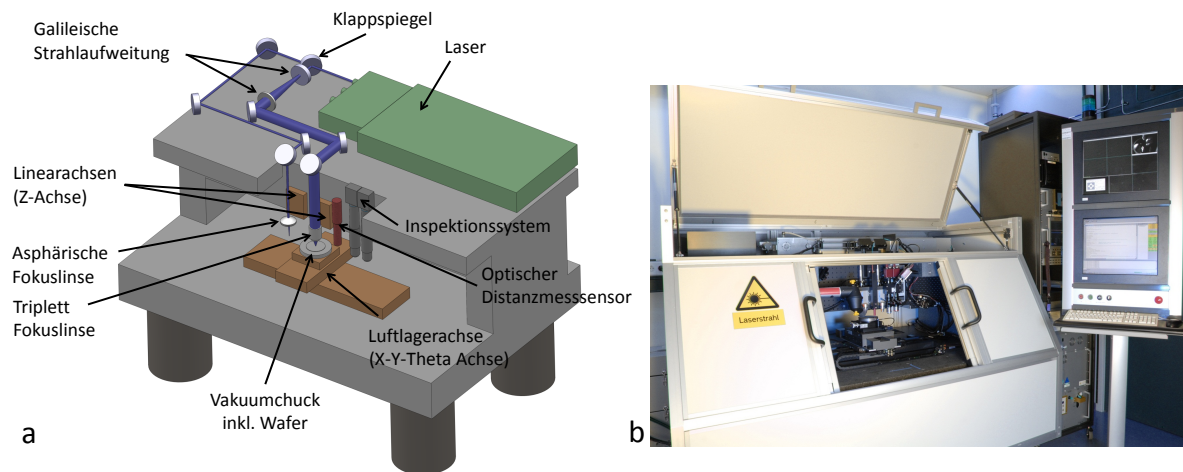
Um mit einem Laserstrahl beliebige Konturen zu erzeugen, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Entweder kann der Laserstrahl durch zwei beweglich gelagerte Spiegel abgelenkt werden (Galvanometer-Scanner), wobei das zu bearbeitende Werkstück ortsfest bleibt, oder das Werkstück wird mit Hilfe eines Achssystems bewegt und der Laserstrahl ändert seine Richtung nicht. Neuste Systeme nutzen eine koordinierte Bewegung des Werkstücks und des Laserstrahls zur schnelleren Bearbeitung aus [11].

Der Einsatz von Galvanometer-Scannern hat den Vorteil, dass die bewegte Masse durch kleine und leichte Spiegel sehr gering ist, wodurch hohe Beschleunigungen und hohe Ablenkgeschwindigkeiten erreicht werden können. Dadurch lassen sich Schreibgeschwindigkeiten von mehreren Metern pro Sekunde realisieren. Der Nachteil besteht darin, dass zur Fokussierung  $f$ -Theta bzw. telezentrische  $f$ -Theta Objektive verwendet werden müssen, die die Bildfeldwölbung korrigieren, damit sich der Fokus auf einer planen Ebene bewegt. Um einen sehr kleinen Fokaldurchmesser zu erzeugen, sind neben einer ausreichend großen Strahlaufweitung auch kurzbrennweitige Objektive notwendig (siehe Kapitel 2.1.3). Derzeit besteht bei den verfügbaren kurzbrennweitigen Objektiven allerdings noch das Problem, dass sich durch Rückreflexe ein unerwünschter Fokus innerhalb des Objektivs bildet, der bei hohen Pulsspitzenleistungen zur Zerstörung der Optik führt. Die minimale Brennweite der auf dem Markt verfügbaren Objektive, die für ultrakurze Laserpulse im ultravioletten Spektralbereich geeignet sind, beträgt 100 mm. Bei den maximal möglichen freien Aperturen der Galvanometer-Scanner lassen sich damit minimale Foki im Bereich von 10  $\mu\text{m}$  realisieren.

Aus diesem Grund wurde bei der Konstruktion der  $L\mu B$  auf Galvanometer-Scanner verzichtet und lediglich die Option vorgesehen, einen Scanner jederzeit nachzurüsten. Stattdessen wurden Fixoptiken verwendet, die einen nahezu beugungsbegrenzten Fokus erlaubten. Um den geringen Fokaldurchmesser ausnutzen zu können, ist es notwendig, den Wafer bzw. das Werkstück auf ein hochpräzises Achssystem zu montieren.

Als Strahlquelle wurde ein Ultrakurzpulslaser gewählt, der im Vergleich zu Lasern mit längeren Pulsdauern einige Vorteile aufweist, die zu einer höheren Präzision führen, bzw. die Bearbeitung eines beliebigen Materials ermöglichen (siehe Kapitel 3).

Abbildung 2.1 a zeigt eine schematische Darstellung der Laserbearbeitungsanlage. Aus Gründen der Übersichtlichkeit beschränkt sich die Abbildung auf die wichtigsten Komponenten. Das Laserschutzgehäuse, optionale Strahlpfade, die Luftzufuhr oder die Absaugvorrichtungen wurden weggelassen. Abbildung 2.1 b zeigt die fertiggestellte  $L\mu B$  mit Laserschutzgehäuse, Bedienterminal und Versorgungsrack im Hintergrund. Die Fronttür



**Abbildung 2.1:** a) Schematische Darstellung der Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde das Laserschutzgehäuse weggelassen. b) Abbildung der Laserbearbeitungsanlage bei geöffneter Fronttür, sowie geöffneter Serviceklappe. Die Bedienung der Anlage findet über ein auf der rechten Seite montiertes Terminal statt. Im Hintergrund ist das Rack zu sehen, in dem Versorgungselektronik, Wasserkühlung und Rechner untergebracht sind.

zum Beladen der Anlage sowie die Serviceklappe für Einrüst- und Justierarbeiten sind geöffnet. Neben dem Ultrakurzpulslaser, mehreren Strahlpfaden, sowie dem Achssystem beinhaltet die  $L\mu B$  einen optischen Distanzmessensor zur Bestimmung der Höhe der zu bearbeitenden Oberfläche, ein Inspektionssystem zur Justage der zu schreibenden Kontur und anschließenden Analyse der Bearbeitung und eine Absaugvorrichtung für die entstehenden Laserstäube. Alle Komponenten sind auf einem Granitportal angeordnet, das zur Entkopplung von Gebäudeschwingungen auf Luftdämpfern aufgestellt ist. Das Laserschutzgehäuse umschließt die gesamte Anlage, so dass während des regulären Betriebs keine Laserschutzvorkehrungen getroffen werden müssen.

## 2.1.2 Ultrakurzpulslaser

Laserpulse mit einer Pulsdauer im ps- und fs-Bereich werden als ultrakurze Laserpulse bezeichnet [5]. Im Vergleich zu längeren Pulsen im ns-Bereich bzw. zu Dauerstrich (engl.: continuous wave, CW)-Lasern ergeben sich durch die sehr kurzen Pulse zwei Vorteile bei der Materialbearbeitung. Zum einen kann Material mit einer höheren Präzision herausgelöst werden, da es durch die kurze Dauer des Laserpulses zu einem geringeren Energieübertrag an benachbartes Material kommt und somit eine Schmelzbildung reduziert bzw. vermieden wird. Zum anderen können auch transparente Materialien bearbeitet werden, da aufgrund der hohen Pulsspitzenleistungen der ultrakurzen Pulse nichtlineare Prozesse auftreten, so dass die Absorption signifikant erhöht wird. Weitere Details der Licht-Materie Wechselwirkung werden in Kapitel 3 diskutiert.

## Erzeugung ultrakurzer Pulse

Um ultrakurze Laserpulse im Bereich einiger Pikosekunden bzw. einiger hundert Femtosekunden Pulsdauer zu erzeugen, wird das Prinzip der Modenkopplung angewandt. Besitzt das aktive Medium eines Lasers eine ausreichend hohe Verstärkungsbandbreite, so können mehrere longitudinale Moden im Resonator anschwingen. Normalerweise besitzen diese Moden keine feste Phasenbeziehung, so dass der zeitliche Verlauf der Amplitude des elektrischen Feldes eine statistische Verteilung aufweist. Besitzen die einzelnen Moden allerdings eine feste Phasenbeziehung zueinander (Moden- bzw. Phasenkopplung), so kann das gesamte elektrische Feld als Summe der einzelnen Moden geschrieben werden [5]:

$$E(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 \exp \{2\pi i [(\nu_0 + q\Delta\nu_{q,q+1}) t + q\varphi]\} \quad (2.1)$$

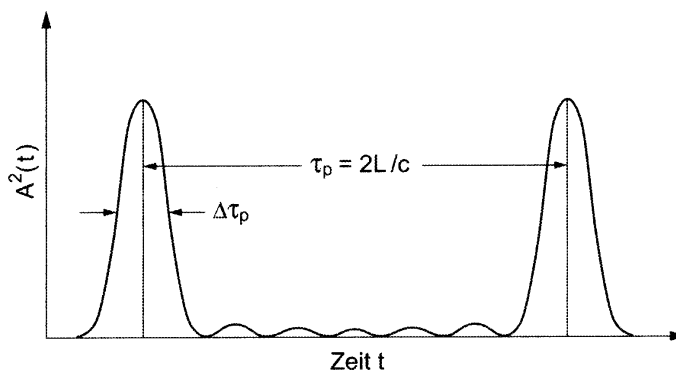
Hierbei wurde angenommen, dass sämtliche Moden die gleiche Amplitude  $E_0$  aufweisen.  $\nu_0$  gibt die Frequenz der zentralen Mode an. Insgesamt wurde über  $(2n + 1)$  aufeinanderfolgende Moden mit einer konstanten Phasendifferenz  $\varphi$  summiert:

$$\varphi_{q+1} - \varphi_q = \varphi \quad (2.2)$$

Die Phase der zentralen Mode wurde in diesem Fall auf null gesetzt. Der Frequenzabstand benachbarter Moden bei der Resonatorlänge  $L$  beträgt  $\Delta\nu_{q,q+1} = c/2L$ . Die Summation in Gleichung 2.1 kann analytisch ausgeführt werden und es ergibt sich:

$$E(t) = \underbrace{\left[ E_0 \frac{\sin [(2n + 1) (2\pi\Delta\nu_{q,q+1} t + \varphi) / 2]}{\sin [(2\pi\Delta\nu_{q,q+1} t + \varphi) / 2]} \right]}_{A(t)} \exp (2\pi i\nu_0 t) \quad (2.3)$$

$E(t)$  verhält sich wie eine sinusförmige Trägerwelle bei der Frequenz  $\nu_0$ , wobei sich die Amplitude  $A(t)$  zeitlich ändert. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf von  $A^2(t)$  für den Fall von 7 gekoppelten Moden gleicher Amplitude. Im Vergleich zu ungekoppelten Moden interferieren



**Abbildung 2.2:** Zeitlicher Verlauf der Intensität im Fall von 7 gekoppelten Moden gleicher Amplitude. Durch die Interferenz der einzelnen Moden ergeben sich kurze Pulse, deren Breite von der Anzahl der beteiligten Moden abhängt. (Entnommen aus [5])

die einzelnen Moden zu gaußförmigen kurzen Pulsen, die einen zeitlichen Abstand von  $\tau_p = 2L/c$  zueinander haben. Dieser Abstand entspricht gerade der Umlaufzeit im Resonator. Somit kann die entstehende Pulsfolge als einzelner Laserpuls angesehen werden, der im Resonator umläuft. Die Breite  $\Delta\tau_p$  der einzelnen Pulse entspricht näherungsweise

$$\Delta\tau_p = \frac{k}{\Delta\nu} \quad \text{mit } k \approx 1 \quad (2.4)$$

wobei  $\Delta\nu$  die Bandbreite der Laseremission darstellt. D.h. je größer die Verstärkungsbandbreite eines Lasers ist, desto kürzere Pulse können erzeugt werden. Um die exakte Lösung für den Zusammenhang zwischen Pulsdauer und Verstärkungsbandbreite zu erhalten, ist eine numerische Lösung von Gleichung 2.3 erforderlich, deren Lösung  $k = 0,886$  ergibt [12]. Nimmt man weiterhin an, dass die Amplitude aller beteiligten Moden nicht identisch ist, sondern eine gaußverteilte Form aufweisen, so ändert sich die minimal erreichbare Pulsdauer zu  $k \approx 0,441$  [5]. Aufgrund der kurzen Pulsdauer weisen modengekoppelte Pulse eine deutlich höhere Spitzenleistung auf, als dies bei statistisch verteilten Moden der Fall wäre. Aus Gleichung 2.3 folgt:

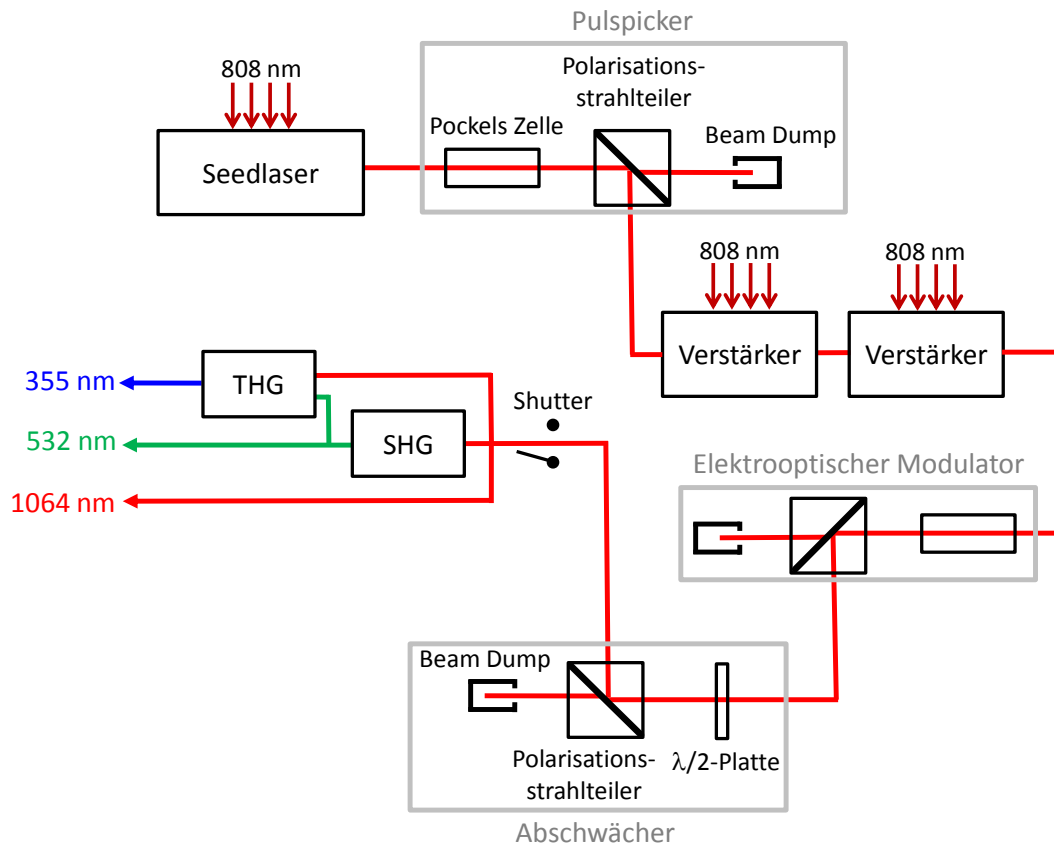
$$P_{max} \propto (2n + 1)^2 A^2 \quad (2.5)$$

Das bedeutet, dass die Spitzenleistung um den Faktor  $(2n + 1)$  höher ausfällt, als dies bei ungekoppelten Moden der Fall wäre, wobei die mittlere Leistung nahezu unverändert bleibt.

Die Modenkopplung des in der LµB verwendeten Lasers wird über passive Modenkopplung realisiert, wobei ein halbleiterbasierter sättigbarer Absorber, der aus einer (AlGaIn)As Halbleiterheterostruktur besteht, verwendet wird. Der Transmissionsgrad des sättigbaren Absorbers ist dabei intensitätsabhängig. Durch einen zeitlich im Resonator umlaufenden Laserpuls wird der Absorber in Transparenz gepumpt, wodurch es zu einer zeitlichen Modulation der Resonatorverluste kommt. Die periodische Modulation der Verluste bewirkt eine Amplitudenmodulation. Die Mode, die die maximale Verstärkung bei der Frequenz  $\nu_0$  erfährt, erzeugt Seitenbänder mit dem Abstand  $\delta\nu$ . Diese erzeugen ihrerseits wieder Seitenbänder, bis schließlich alle longitudinalen Moden  $\nu_0 \pm n \cdot \delta\nu$  innerhalb des Verstärkungsspektrums miteinander gekoppelt sind. Die Methode der Modenkopplung erlaubt, abhängig von der Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums, Laserpulse bis zu einigen 100 fs. Bei dem in der LµB zum Einsatz kommenden Lasersystem wird ein Nd:YVO<sub>4</sub> Kristall als aktives Medium genutzt. Mit diesem Material konnten Laserpulse von 2 ps realisiert werden [13].

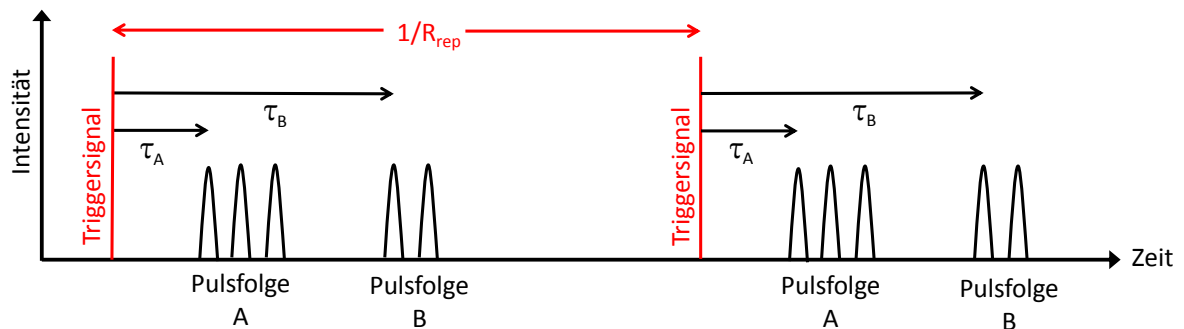
### Aufbau und Funktionsweise des Lasersystems

Das Pikosekunden Lasersystem der LµB (Lumera, Super Rapid), erzeugt Laserpulse mit einer Pulslänge von 10 ps bei drei verschiedenen Wellenlängen (1064 nm, 532 nm, 355 nm). Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau des Systems. Die ultrakurzen Laserpulse werden in einem eigenständigen Laser, dem sog. Seedlaser bzw. Master Laser



**Abbildung 2.3:** Schematischer Aufbau des Lasersystems. Der Seedlaser erzeugt Laserpulse mit einer Pulsdauer von 10 ps und 50 MHz Repetitionsrate. Mit Hilfe des ersten Pulspickers wird die Repetitionsrate auf 80 - 1000 kHz reduziert, bevor die Pulsenergie in den beiden Verstärkern erhöht wird. Durch den elektrooptischen Modulator können einzelne verstärkte Pulse selektiert werden (Pulse on demand). Ein Abschwächer dient der Reduktion der Pulsenergie. Somit bleiben die Strahlparameter im gesamten Leistungsbereich konstant. Über einen mechanischen Shutter wird die Strahlung geblockt, bevor sie in einem Frequenzkonversionsmodul verdoppelt, bzw. verdreifacht wird.

erzeugt und in anschließenden Verstärkern hochverstärkt. Diese Konfiguration wird als MOPA (engl. master oscillator power amplifier) bezeichnet. Als aktives Medium wird ein Nd:YVO<sub>4</sub> Kristall verwendet, der über einen glasfasergekoppelten Diodenlaserbarren bei 808 nm gepumpt wird. Pulsbetrieb wird durch einen halbleiterbasierten sättigbaren Absorber erreicht, der zur passiven Modenkopplung führt, wobei die Emissionswellenlänge bei  $\lambda=1064$  nm liegt. Aufgrund der natürlichen Doppelbrechung von Nd:YVO<sub>4</sub> ist die Laseremission linear polarisiert. Der gefaltete Resonator des Seedlasers hat eine Länge von  $\approx 3$  m, so dass sich eine Pulswiederholfrequenz von 50 MHz ergibt. Ein einzelner Puls weist dabei eine Energie von  $\approx 60$  nJ auf ( $P_{avg} \approx 3$  W). Da diese Energie für viele Anwendungen der Materialbearbeitung nicht ausreicht und eine Pulswiederholfrequenz von 50 MHz einen zu großen räumlichen Überlapp, sowie eine thermische Akkumulation der einzelnen Laserpulse bei der Bearbeitung zur Folge hat, ist eine Reduktion der Pulswiederholfrequenz und eine Steigerung der Pulsenergie notwendig.



**Abbildung 2.4:** Der Burst-Mode erlaubt die Definition zweier Pulssolgen mit beliebiger Anzahl von Laserpulsen, wobei der zeitliche Abstand der Laserpulse innerhalb einer Pulssfolge 20 ns (50 MHz) beträgt. Der zeitliche Abstand zwischen den Pulssolgen kann ebenfalls frei gewählt werden.

Mit Hilfe eines elektro-optischen Modulators (EOM) werden aus dem 50 MHz Pulszug einzelne Laserpulse selektiert, wobei die übrigen Pulse in einem Beamdump vernichtet werden. Der elektro-optische Modulator kann sowohl extern als auch intern getriggert werden. Die Frequenz mit der die einzelnen Laserpulse selektiert werden, kann zwischen 80 kHz und 1000 kHz frei eingestellt werden. Anschließend durchlaufen die selektierten Pulse zwei Verstärker, zur Steigerung der Pulsenergie. Die Verstärker bestehen dabei aus dem gleichen Material wie das aktive Medium des Seedlasers und werden ebenfalls über fasergekoppelte Diodenlaserbarren bei 808 nm gepumpt. Der Verstärkungsfaktor hängt dabei stark von der eingestellten Pulswiederholfrequenz ab. Im Fall von 1000 kHz ergeben sich Pulsenergien von  $E=19,2 \mu\text{J}$ , wohingegen bei 80 kHz Pulsenergien von  $E=198 \mu\text{J}$  erreicht werden. Der Grund für die starke Abhängigkeit der Pulsenergie von der Pulswiederholfrequenz liegt in der Zeit zwischen den einzelnen Laserpulsen.  $\text{Nd:YVO}_4$  besitzt eine Fluoreszenzlebensdauer von  $100 \mu\text{s}$  [12], die deutlich größer ist, als die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen. Je größer die Pulswiederholfrequenz, desto geringer ist die Inversion, die zwischen zwei Pulsen aufgebaut werden kann und desto geringer fällt die Verstärkung aus. Betrachtet man allerdings die mittlere Leistung, so steigt diese mit zunehmender Pulswiederholfrequenz an ( $P_{avg,80\text{kHz}}=15,9 \text{ W}$ ,  $P_{avg,1000\text{kHz}}=19,2 \text{ W}$ ). Anstelle der periodischen Selektion eines einzelnen Pulses aus dem 50 MHz Pulszug können auch mehrere direkt aufeinanderfolgende Pulse selektiert werden, so dass sich eine Pulssfolge mit einem zeitlichen Abstand von 50 MHz ( $\hat{=} 20 \text{ ns}$ ) zueinander ergibt. Insgesamt lassen sich zwei solcher Pulssfolgen definieren, wobei jede Pulssfolge aus einer frei wählbaren Anzahl von Pulsen besteht (siehe Abbildung 2.4). Die Zeit zwischen beiden Pulssolgen kann ebenfalls eingestellt werden. Die selektierten Pulssfolgen werden anschließend Verstärkt, wobei sich die Pulsenergie mit zunehmender Anzahl der Pulse pro Pulssfolge reduziert. Diese Funktion des Lasersystems wird Burst-Mode genannt und kann zur Steigerung der Effizienz des Abtrags genutzt werden [14].

Würde die Pulswiederholffrequenz auf Werte unterhalb von 80 kHz gesenkt werden, hätte dies eine weitere Steigerung der Pulsenergie zur Folge, wodurch die Belastung der optischen Komponenten im Lasersystem ansteigt. Um eine Verkürzung der Lebensdauer bzw. eine Zerstörung der Komponenten zu vermeiden, ist deshalb softwareseitig eine untere Grenze der Pulswiederholffrequenz festgelegt. Werden dennoch Pulszüge mit einer geringeren Frequenz benötigt, so besitzt das Lasersystem einen zweiten EOM, mit dem es möglich ist, aus dem verstärkten Pulszug eine beliebige Anzahl an Pulsen mit einer beliebigen Frequenz zu selektieren. Die Ansteuerung erfolgt hierbei extern durch ein TTL-Signal. Da es durch diese Methode möglich ist, einzelne Pulse bei Bedarf abzurufen, wird diese Funktion auch „Pulse-on-demand“ genannt. Neben der frei wählbaren Frequenz besteht ein weiterer Vorteil darin, dass alle selektierten Pulse die gleiche Pulsenergie aufweisen, unabhängig der Wiederholffrequenz.

Um die Energie der ausgegebenen Pulse einzustellen, wird ein Abschwächer verwendet, anstatt die Leistung der Pumpdioden für die Verstärker oder den Seedlaser zu reduzieren. Dadurch ergibt sich der Vorteil, dass unabhängig von der gewählten Ausgangsleistung die Strahlparameter identisch bleiben, da thermische Linsen, die während dem Betrieb in den heißen Laserkristallen entstehen, konstant bleiben. Der Abschwächer besteht aus einer  $\lambda/2$ -Platte in Kombination mit einem Polarisationsstrahlteiler. Die rotierbare  $\lambda/2$ -Platte erlaubt eine Drehung des linear polarisierten Lichts. Abhängig von der Polarisationsrichtung wird das Licht durch den Polarisationsstrahlteiler transmittiert, bzw. durch Totalreflexion abgelenkt. Wird die Polarisationsrichtung kontinuierlich gedreht, so ändert sich das Verhältnis zwischen transmittierter und reflektierter Leistung, wobei eine der beiden Komponenten in einen Beamdump gelenkt wird, die andere Komponente am Laserausgang zur Verfügung steht. Ein Shutter verhindert den ungewollten Austritt von Laserstrahlung.

Zur Erzeugung kurzwelligerer Strahlung wird die fundamentale Welle bei 1064 nm mit Hilfe eines nichtlinearen Kristalls zu 532 nm konvertiert. Aufgrund der kurzen Laserpulse und den entsprechend hohen Pulsspitzenleistungen ergibt sich eine sehr hohe Konversionseffizienz in die zweite Harmonische von  $\approx 50\%$  [15]. Zur Erzeugung der dritten Harmonischen wird ein zweiter nichtlinearer Kristall verwendet, in dem durch Summenfrequenzmischung der fundamentalen Welle sowie der frequenzverdoppelten Welle die dritte Harmonische erzeugt wird, mit einer Wellenlänge von 355 nm. Hierbei ergibt sich wiederum eine hohe Konversionseffizienz von  $\approx 50\%$  im Vergleich zur zweiten Harmonischen. Mit Hilfe elektrisch verstellbarer Spiegel wird der Strahlengang intern so verändert, dass entweder 1064 nm, 532 nm oder 355 nm an separaten Ausgängen des Lasersystems zur Verfügung steht. Die Erzeugung der höheren Harmonischen wird in einem separaten Modul durchgeführt, das an das eigentliche Lasersystems angeflanscht ist. Dieses Modul wird mit hochreiner Luft aus einen „Zero air Generator“ gespült, der Kohlenwasserstoffe aus der Raumluft herausfiltert, damit sich diese nicht an den Oberflächen der UV-Komponenten niederschlagen können. Dies hätte eine erhöhte Absorption zur Folge, die zu einer geringeren Lebensdauer bzw. Zerstörung der Optikkomponenten führen würde. Die Filterung der Raumluft erfolgt durch Ausheizen der Raumluft auf 450°C.

Der gesamte Laserkopf wird durch eine Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten, so dass es zu keiner Dejustage durch thermische Ausdehnung der Komponenten kommt. Die Wasserkühlung, die Pumpdioden sowie die gesamte Versorgungselektronik befinden sich in einem separaten Rack, so dass sich die Abwärme nicht auf den Laserkopf überträgt. Das Lasersystem bietet durch die beiden Verstärkerstufen hohe Ausgangsleistungen, bei gleichzeitig sehr hoher Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl, die mit einem Wert von  $M^2 \approx 1,1$  nahe dem theoretischen Limit von eins liegt. Der Strahl weist eine Rundheit von  $> 85\%$  auf und besitzt eine Puls-zu-Puls Energiestabilität im Bereich von  $2\%$  (bei einer Pulswiederholrate von  $100\text{ kHz}$ ). Da das System für den Dauerbetrieb im industriellen Umfeld entwickelt wurde, bedarf es einer geringen Wartung.

### 2.1.3 Optische Komponenten zur Strahlformung

Die aus dem Lasersystem emittierten Pulse werden durch nachfolgende optische Komponenten auf die zu bearbeitende Oberfläche fokussiert. Um einen möglichst kleinen Fokusdurchmesser zu realisieren, ist eine vorherige, auf die Fokusslinse angepasste Strahlaufweitung erforderlich.

#### Fokussierung Gaußscher Strahlen

Die Laseremission des UltrakurzpulsLasers findet auf der Gaußschen Grundmode statt, weshalb der Strahlquerschnitt eine gaußförmige Intensitätsverteilung aufweist. Der Radius des Laserstrahls, im Folgenden mit  $\omega$  bezeichnet, definiert den Abstand vom Zentrum des Strahls bis zu der Position, an der die Intensität auf  $1/e^2 \approx 13.5\%$  abgefallen ist. Wird solch ein Strahl durch eine Linse fokussiert, so ergibt sich ein minimaler Fokusdurchmesser mit dem Radius  $\omega_0$  an der Stelle  $z_0$  entlang der optischen Achse. Mit zunehmendem Abstand  $z$  von  $z_0$  nimmt der Strahlradius wie folgt zu [16]:

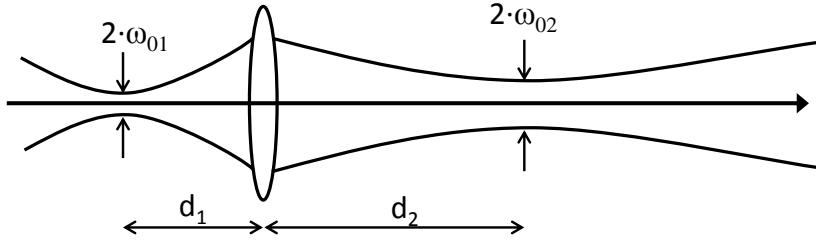
$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{mit } z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.6)$$

$\lambda$  bezeichnet hierbei die Wellenlänge der Laserstrahlung und  $z_R$  die Rayleighlänge. Das ist die Strecke, nach der sich der Strahlradius auf  $\sqrt{2}\omega_0$  aufgeweitet hat. Je kleiner die Strahltaile  $\omega_0$ , desto kleiner wird die Rayleighlänge. Da sich  $\omega(z)$  wie eine Hyperbel verhält, deren Asymptoten den Divergenzwinkel (halber Öffnungswinkel)

$$\tan\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad \xrightarrow{\tan\theta \approx \theta} \quad \theta \approx \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (2.7)$$

besitzen, ändert sich mit der Fokusgröße auch der Divergenzwinkel. Die Gleichungen 2.7 machen deutlich, dass ein kleinerer Radius  $\omega_0$  einen größeren Divergenzwinkel  $\theta$  zur Folge hat.

Propagiert ein Laserstrahl durch eine dünne Linse, so ändert diese den Divergenzwinkel und somit auch die Größe der Strahltaile. Die neue Lage und Größe kann durch die



**Abbildung 2.5:** Trifft ein Gaußscher Strahl auf eine dünne Linse, so ändert sich der Divergenzwinkel und der Radius der neuen Strahltaile  $\omega_{02}$ .

komplexe Beziehung

$$\frac{1}{-d_1 + iz_{R1}} + \frac{1}{d_2 - iz_{R2}} = \frac{1}{f} \quad (2.8)$$

ausgedrückt werden [16]. Hierbei bezeichnen  $d_1$  und  $d_2$  die Abstände der Strahltaile  $\omega_{01}$  und  $\omega_{02}$  vor und nach der Linse mit der Brennweite  $f$  (siehe Abbildung 2.5). Zerlegt man die komplexe Gleichung 2.8 in Real- und Imaginärteil, so liefert sie zwei reale Gleichungen für den Abstand  $d_2$  hinter der Linse und den neuen Strahlradius  $\omega_{02}$ :

$$d_2 = f \left( 1 - \frac{f(d_1 + f)}{(d_1 + f)^2 + z_{R1}^2} \right) \quad \omega_{02} = \frac{\omega_{01}f}{\sqrt{(d_1 + f)^2 + z_{R1}^2}} \quad (2.9)$$

Für den Spezialfall, dass sich  $\omega_{01}$  sehr weit entfernt von der Linse befindet ( $d_1 \gg z_{R1}, f$ ), ist  $d_2 \approx f$ . In diesem Fall ist die Größe der Strahltaile  $\omega_{02}$  gegeben durch:

$$\omega_{02} \approx \frac{\omega_{01}f}{|d_1|} \quad (2.10)$$

Da sich bei Lasern häufig die Strahltaile innerhalb des Resonators befindet und deshalb  $d_1$  nicht bekannt ist, kann  $\omega_{02}$  auch unabhängig von  $d_1$  und  $\omega_{01}$  über den Strahlradius  $\omega_L$  beim Eintritt in die Linse bestimmt werden.

$$\omega_L = \omega(d_1) = \omega_{01} \sqrt{1 + \frac{d_1^2}{z_{R1}^2}} \stackrel{|d_1| \gg z_{02}}{\approx} \frac{\lambda}{\pi \omega_{01}} |d_1| \quad (2.11)$$

Somit lässt sich  $d_1$  in Gleichung 2.10 ersetzen und man erhält ein Beziehung zwischen der Strahltaile  $\omega_{02}$  und dem Strahlradius  $\omega_L$  beim Eintritt in die Linse bei gegebener Brennweite  $f$ .

$$\omega_{02} \approx \frac{\lambda f}{\pi \omega_L} \quad (2.12)$$

Damit folgt nach Gleichung 2.7 für den Divergenzwinkel:

$$\theta_2 \approx \frac{\lambda}{\pi \omega_{02}} \approx \frac{\omega_L}{f} \quad (2.13)$$

Aus Gleichung 2.12 ist ersichtlich, dass zur Realisierung eines möglichst kleinen Fokusbereichs ein großer Strahldurchmesser vor dem Eintritt in die Fokuslinse und eine

kurze Brennweite notwendig sind. Dies hat allerdings nach Gleichung 2.13 einen großen Divergenzwinkel zur Folge.

Bisher wurde angenommen, dass ein idealer Gaußscher Laserstrahl durch eine Linse fokussiert wird. In der Realität weichen Laserstrahlen allerdings oftmals von der idealen Gaußschen Intensitätsverteilung ab. Dies hat zur Folge, dass sie bei gleichem Radius der Strahltaile einen größeren Divergenzwinkel aufweisen als Laser mit einer idealen Gaußschen Intensitätsverteilung, bzw. sich bei gleichem Divergenzwinkel ein größerer Radius der Strahltaile ergibt. Die Abweichung zu einer idealen Gaußschen Intensitätsverteilung wird über die Beugungsmaßzahl  $M^2$  zum Ausdruck gebracht. Für eine reale Gaußsche Intensitätsverteilung lässt sich eine effektive Rayleighlänge definieren [17]:

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{M^2 \lambda} \quad (2.14)$$

In Analogie zu der in Gleichung 2.6 definierten Rayleighlänge, erhält man die neue Strahltaile  $W_0$  sowie die um den Faktor  $M^2$  geänderte Wellenlänge. Der Radius des Laserstrahls ändert sich entlang der optischen Achse dann wie folgt [18]:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left( \frac{M^2 \lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad (2.15)$$

### Linsenfehler

Trifft eine Lichtwelle auf eine Linse mit dem Brechungsindex  $n_2$ , so wird ein Teil der Welle reflektiert, wobei Einfallswinkel und Reflektionswinkel gleich sind, der restliche Teil der Welle wird beim Eintritt in die Linse nach dem Snelliusschen Gesetz gebrochen [16]:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.16)$$

$\alpha_1$  beschreibt den Einfallswinkel,  $\alpha_2$  den Transmissionswinkel und  $n_1$  den Brechungsindex des Umgebungsmediums. In der paraxialen Optik wird Gleichung 2.16 insoweit vereinfacht, dass  $\sin \alpha = \alpha$  gesetzt wird. Als Resultat treffen sich alle Strahlen, die von einem Punkt im Objektraum ausgehen wieder genau in einem Punkt im Bildraum. Dies stellt eine starke Vereinfachung dar, denn Strahlen, die einen großen Abstand von der optischen Achse haben, bzw. einen großen Winkel dazu aufweisen, sind mit Fehlern behaftet, so dass es zu einer fehlerbehafteten Abbildung kommt. Im Vergleich zur paraxialen Näherung, ergibt sich eine Verbesserung der Beschreibung von Abbildungen, wenn man bei der Reihenentwicklung des Sinus

$$\sin \alpha \approx \alpha - \frac{\alpha^3}{3!} + \frac{\alpha^5}{5!} + \dots \quad (2.17)$$

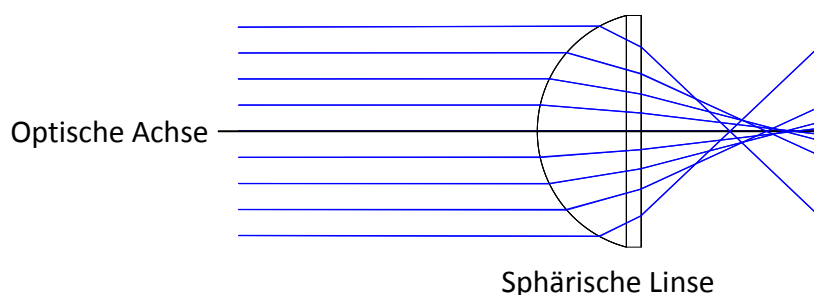
den nächsthöheren Term dritter Ordnung berücksichtigt (Seidelsche Fehlertheorie 3. Ordnung) [16]. Aus diesem Korrekturterm ergeben sich fünf mögliche Abbildungsfehler. Ein sechster kommt durch die Dispersion hinzu:

- Sphärische Aberration
- Astigmatismus
- Koma
- Bildfeldwölbung
- Verzeichnung
- Chromatische Aberration

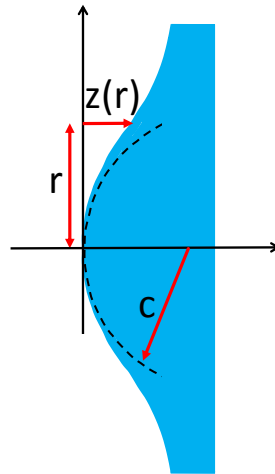
Aufgrund des wellenlängenabhängigen Brechungsindex  $n(\lambda)$  werden Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge in unterschiedlichen Winkeln gebrochen. Fällt kollimiertes Licht auf eine Fokuslinse, so ergibt sich ein wellenlängenabhängiger Abstand zwischen der Strahltaile  $\omega_0$  und der Fokuslinse. Da es sich bei Laserlicht um monochromatisches Licht handelt, kann die chromatische Aberration vernachlässigt werden.

Die übrigen fünf Fehler treten auch bei monochromatischem Licht auf und werden deshalb als monochromatische Aberration bezeichnet. Astigmatismus, Koma, Bildfeldwölbung und Verzeichnung treten nur bei Bildpunkten auf, die weit von der optischen Achse entfernt sind. Da die Größe der Strahltaile des Ultrakurzpulslasers eine geringe räumliche Ausdehnung hat und somit in guter Näherung als punktförmige Quelle angesehen werden kann, können diese Fehler ebenfalls vernachlässigt werden, so lange sich der Quellpunkt nahe der optischen Achse befindet. In diesem Fall bleibt lediglich die sphärische Aberration als Abbildungsfehler.

Bei der Abbildung eines Punktes durch eine plankonvexe sphärische Linse, die sich auf der optischen Achse befindet, hängt die Lage des Bildpunktes von der Länge des Strahlweges ab [16]. Das bedeutet, dass Randstrahlen, die einen längeren Weg zurücklegen müssen, stärker abgelenkt werden als achsnahe paraxiale Strahlen und somit der Schnittpunkt mit der optischen Achse näher in Richtung Fokuslinse verschoben ist. Aus dem Bildpunkt wird somit eine Linie, die entlang der optischen Achse verläuft, weshalb die Abbildung unscharf erscheint. Der Fehler wird deshalb auch als Schärfefehler oder sphärische Aberration



**Abbildung 2.6:** Plankonvexe sphärische Linse, die durch einen kollimierten Strahl fast vollständig ausgeleuchtet wird. Aufgrund des längeren Weges der achsfernen Strahlen im Vergleich zu den paraxialen Strahlen ergibt sich ein Schnittpunkt mit der optischen Achse, der näher an der Linse liegt und zu einer Unschärfe führt.



**Abbildung 2.7:** Die asphärische Linse weicht von der Kugelform ab, so dass die sphärische Aberration korrigiert wird. Die Funktion  $z(r)$  wird hierbei durch Gleichung 2.18 beschrieben.

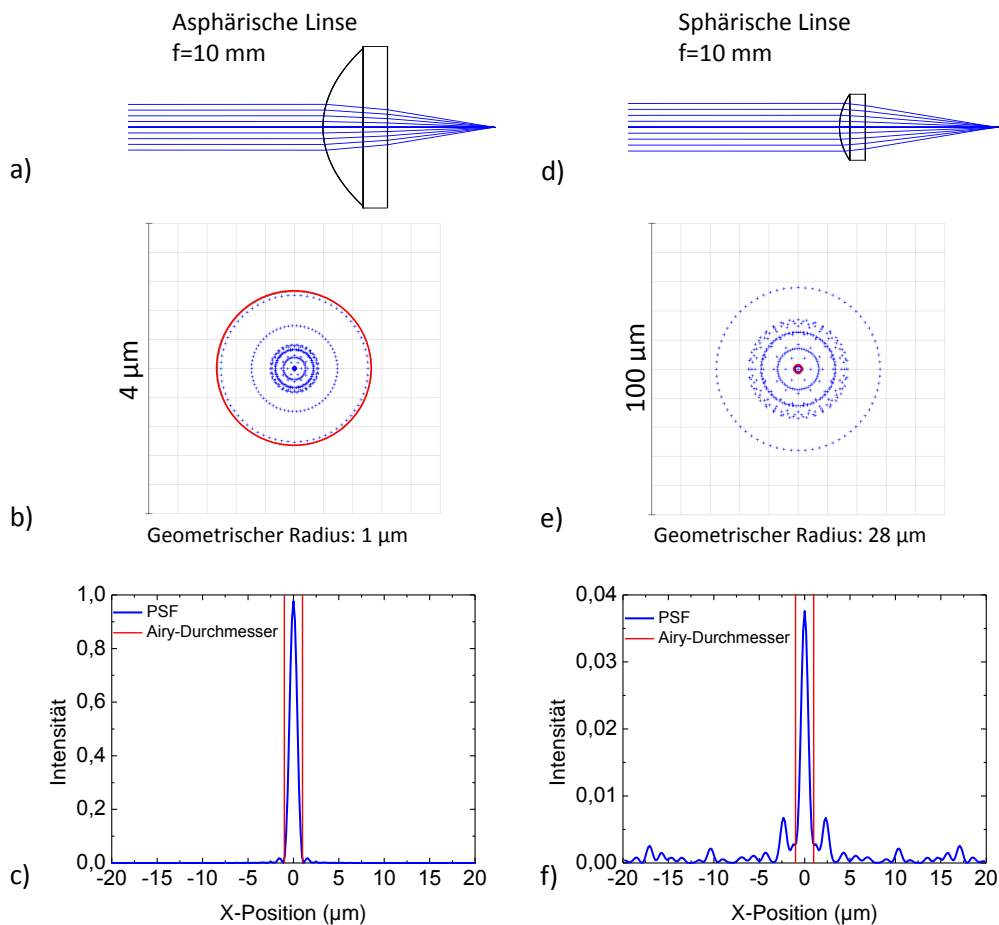
bezeichnet. Abbildung 2.6 zeigt dies für den Fall einer plankonvexen sphärischen Linse, die durch einen kollimierten Strahl vollständig ausgeleuchtet wird.

Um die sphärische Aberration zu vermeiden, kann entweder eine Kombination mehrerer hintereinander liegender Linsen verwendet werden, wodurch die Brechung der Lichtstrahlen auf mehrere Linsen verteilt wird und somit der Einfallswinkel auf die einzelnen Linsenoberflächen annähernd senkrecht verläuft, weshalb die in der paraxialen Näherung gemachte Vereinfachung  $\sin \alpha \approx \alpha$  besser erfüllt ist. Eine andere Möglichkeit den Schärfefehler zu korrigieren, nutzt eine einzelne Linse, deren Oberfläche eine asphärische Form aufweist. Asphärische Flächen weichen von der Kugelform ab (vgl. Abbildung 2.7) und werden im Fall von rotationssymmetrischen Flächen durch Meridiankurven beschrieben. Häufig findet man Kegelschnitte wie z.B. Parabeln, Hyperbeln oder Ellipsen als Meridiankurve. Allgemein hat eine asphärische Fläche folgende Form [19]:

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - c^2r^2(1 - e^2)}} + \alpha_4r^4 + \alpha_6r^6 + \dots \quad (2.18)$$

Der erste Summand in Gleichung 2.18 beschreibt die Art des Kegelschnittes, wobei  $c$  den Radius des Scheitelpunktes angibt und  $e$  die Exzentrizität beschreibt, die den Kegelschnittstyp festlegt. Die Koeffizienten  $\alpha_4$ ,  $\alpha_6$ , ... geben die Abweichung von der Form des Kegelschnittes an.

Mit Hilfe des Simulationsprogramms „ZEMAX“ können Strahlengänge per Raytracing durch optische System berechnet werden. Hierzu werden sämtlich optische Komponenten mit ihrer Form, ihrem Material und ihrem Abstand zueinander definiert. Anschließend wird die Ausbreitung von mehreren Lichtstrahlen durch das optische System berechnet. Da es sich um geometrische Optik handelt, werden bei der Analyse der Strahlquerschnitte geometrische Radien angegeben. Bei einem auf der optischen Achse verlaufenden Laser-



**Abbildung 2.8:** a) und d) Strahlengang einer asphärischen und einer sphärischen Fokuslinse, beide mit einer Brennweite von 10 mm und einem Radius des Eintrittsstrahls von 1.9 mm. b) und e) Aufgrund der sphärischen Aberration erzeugt die sphärische Linse einen deutlich größeren Fokus. Der Radius des Eintrittsstrahls wurde so gewählt, dass die asphärische Linse einen beugungsbegrenzten Fokus liefert. Das Beugungslimit liegt bei  $1.2\text{ }\mu\text{m}$ . Der rote Kreis gibt die Airy-Scheibe an c) und f) Aufgrund der sphärischen Aberration ergibt sich eine deutlich geringere Intensität im Zentrum der sphärischen Linse, da signifikante Anteile außerhalb des gewünschten Fokus liegen.

strahl entspricht das der Entfernung zwischen der optischen Achse und dem davon am weitesten entfernten Lichtstrahl.

Abbildung 2.8 a zeigt den simulierten Strahlengang durch eine asphärische Linse (Thorlabs AL1210-A) mit einer Brennweite von  $f=10\text{ mm}$ . Der kollimierte Eintrittsstrahl weist einen Radius von  $1,9\text{ mm}$  auf. Der Querschnitt durch den erzeugten Fokus ist in Abbildung 2.8 b zu sehen. Nach Gleichung 2.12 hätte ein kleinerer Eintrittsstrahl ein größeres Beugungslimit zur Folge, wohingegen ein größerer Eintrittsstrahl einen größeren, nicht mehr beugungsbegrenzten Fokusdurchmesser in der Simulation liefert, da die asphärische Oberfläche die sphärische Aberration nicht vollständig korrigiert. Der Grund für die unvollständige Korrektur liegt in der Abweichung der verwendeten Wellenlänge ( $\lambda=355\text{ nm}$ ) von der Designwellenlänge der Linse ( $\lambda_{Design}=780\text{ nm}$ ). Der

**Tabelle 2.1:** Seidel Koeffizient der sphärischen Aberration für die asphärische und sphärische Linse aus Abbildung 2.8

Sphärische Aberration [ $\mu\text{m}$ ]	Asphärische Linse	Sphärische Linse
Linseneintritt	-7,86	17,8
Linsenausritt	8,68	6,16
Summe	0,82	23,96

Radius des Eintrittsstrahls wurde deshalb so groß gewählt, dass der resultierende Radius des Fokuspunktes gerade noch beugungsbegrenzt ist. Abbildung 2.8 d zeigt den Strahlengang durch eine sphärische Linse (Edmund Optics, NT45-229) mit identischem Radius des Eintrittsstrahls und identischer Brennweite. Vergleicht man den Radius des resultierenden Fokus aus Abbildung 2.8 e mit dem Fokus der asphärischen Linse, so ist ersichtlich, dass die asphärische Linse mit einem Radius der Strahlentaille von einem Mikrometer einen deutlich schärferen Fokus liefert, als die sphärische Linse mit  $28 \mu\text{m}$ . Die zu der optischen Abbildung gehörige Airy-Scheibe ist als roter Kreis in Abbildung 2.8 b und e gezeigt. Befinden sich alle Strahlen innerhalb dieser Scheibe, so spricht man von einer beugungsbegrenzten Abbildung. Die Airy-Scheibe beschreibt den Radius des ersten dunklen Rings um das zentrale Maximum, das bei der homogenen Ausleuchtung einer kreisförmigen Blende entsteht. Der Airy-Radius bzw. der Winkeldurchmesser  $\theta$  des Randes der Scheibe kann über

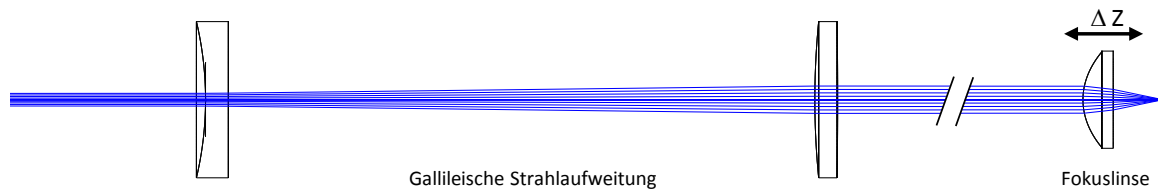
$$\sin \theta/2 = 2 \cdot 0,6098... \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (2.19)$$

berechnet werden [20], wobei  $D$  den Blendendurchmesser darstellt. Für kleine Winkel gilt

$$\theta \approx 2,44 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (2.20)$$

Neben dem Fokusdurchmesser, lässt sich zur quantitativen Beschreibung auch die Punktverteilungsfunktion (engl. point spread function, PSF) in der Fokusebene berechnen. Diese gibt an, wie gut eine punktförmige Lichtquelle durch das optische System abgebildet wird. Je schmaler die Intensitätsverteilung in der Fokusebene ist, desto besser ist die Abbildungsleistung des optischen Systems. Abbildung 2.8 c zeigt die PSF für die asphärische Linse. Es ist zu erkennen, dass die gesamte Intensität im Zentrum fokussiert wird, während die PSF der sphärischen Linse (Abbildung 2.8 f) signifikante Anteile weit außerhalb des Zentrums aufweist, weshalb die Intensität im Zentrum deutlich reduziert ist. Die roten Geraden geben den Rand der Airy-Scheibe wieder.

Die aus der Seidelschen Fehlertheorie 3. Ordnung stammenden Abbildungsfehler lassen sich mit „ZEMAX“ auch quantitativ für jede Oberfläche eines optischen Elements berechnen. Da in dem oben gezeigten Beispiel sämtliche Strahlen von einer punktförmigen, auf der optischen Achse liegenden Quelle ausgehen und durch ein ideales Teleskop aufgeweitet und kollimiert werden, ist nur die sphärische Aberration von Null verschieden. Tabelle 2.1 zeigt die Anteile zur sphärischen Aberration für die Abbildung der sphärischen und



**Abbildung 2.9:** Beispiel eines simulierten Strahlengangs der L $\mu$ B. Mit Hilfe eines Galileischen Teleskops wird der Laserstrahl aufgeweitet und kollimiert, bevor er mit einer Fokuslinse fokussiert wird. Zum Ändern der Fokusposition in Bezug auf die Probenoberfläche ist die Fokuslinse auf einer Linearachse angeordnet. Aufgrund des kollimierten Laserstrahls ändert sich der Fokusdurchmesser beim Verfahren der Linse nicht.

asphärischen Linse. Es ist zu erkennen, dass im Fall der asphärischen Linse die Oberflächen so geformt sind, dass sich die Fehler gerade kompensieren, während sich im Fall der sphärischen Linse die Fehler addieren.

### Strahlpfade der L $\mu$ B

Bei der L $\mu$ B steht als Strahlquelle der oben genannte Ultrakurzpulslaser zur Verfügung. Dieser weist in Abhängigkeit von eingestellter Wellenlänge und Repetitionsrate einen Strahldurchmesser von ca. 1-2 mm auf, bei geringen Divergenzwinkeln im Bereich von 0,3-2 mrad. Um nach Gleichung 2.12 einen möglichst kleinen beugungsbegrenzten Fokus zu erhalten, ist eine Strahlaufweitung notwendig, die auf die Fokuslinse und Laserparameter angepasst ist. Die Strahlaufweitung wird mit einem Galileischen Teleskop realisiert, das neben der Aufweitung auch für eine Kollimation des Strahls sorgt. Das Galileische Teleskop bietet im Vergleich zum Keplerschen Teleskop den Vorteil, dass kein Zwischenfokus erzeugt wird. Dieser würde bei hohen Pulsenergien unter Atmosphärenbedingungen ein Plasma erzeugen, das die Energie der Laserpulse absorbiert und den Strahl verzerrt würde.

Der kollimierte Laserstrahl wird im Anschluss auf eine Fokuslinse gelenkt, die auf einer Linearachse montiert ist und sich senkrecht zur Probenoberfläche bewegen kann (siehe Abbildung 2.9). Somit ist es möglich, den Abstand des Fokus in Bezug auf die zu bearbeitende Oberfläche zu positionieren. In dem Beispiel der in Abbildung 2.8 a gezeigte asphärische Fokuslinse (Thorlabs AL1210-A) liegt die Rayleighlänge des optimal aufgeweiteten und kollimierten Strahls im Bereich von 2 m. Somit tritt über den maximal möglichen Verfahrensweg der Linearachse von 25 mm keine Veränderung des Strahldurchmessers auf. Mit Hilfe des Simulationsprogramms „ZEMAX“ wurden unterschiedliche Fokuslinsen und deren optimale Strahlaufweitung simuliert. Aufgrund der großen Bandlückenenergie von GaN ( $E_g=3,39$  eV [21]) eignet sich, bei den zur Verfügung stehenden Wellenlängen, 355 nm am besten für die Bearbeitung von GaN-basierten LEDs. Aus diesem Grund wurden unterschiedliche Strahlengänge für diese Wellenlänge entworfen. Da sich die Parameter des Laserstrahls nicht nur mit der Wellenlänge, sondern auch mit der Repetitionsrate ändern, wurde eine feste Frequenz von 100 kHz gewählt. Mit der „Puls on Demand“ Funktion kann damit jede beliebige Wiederholrate zwischen 0 und 100 kHz gewählt werden. Bei

**Tabelle 2.2:** Vergleich der Simulationsergebnisse einer asphärischen Fokuslinse mit einer Brennweite von 10 mm (Thorlabs AL1210-A) für eine ideale Strahlaufweitung und eine Strahlaufweitung bestehend aus einer plankonkaven und einer bikonvexen „best form“ Linse. Aufgrund der reduzierten sphärischen Aberration ergibt sich im Fall der realen Strahlaufweitung ein kleinerer Fokus.

Ideale Strahlaufweitung		Reale Strahlaufweitung	
Vergrößerungsfaktor	1,9	Vergrößerungsfaktor	1,7
Geo. Radius Eintrittsstrahl	1,9 mm	Geo. Radius Eintrittsstrahl	1,7 mm
Geo. Radius Fokus	1,01 $\mu\text{m}$	Geo. Radius Fokus	0,77 $\mu\text{m}$
Airy Radius	1,06 $\mu\text{m}$	Airy Radius	1,15 $\mu\text{m}$
Sphärische Aberration	0,82 $\mu\text{m}$	Sphärische Aberration	0,59 $\mu\text{m}$

Verzicht eines Galvanometer-Scanners sind diese Wiederholraten ausreichend hoch, um einen hohen Pulsüberlapp während der Bearbeitung zu erhalten. Zusätzlich liefert das Lasersystem bei 100 kHz Wiederholrate sehr hohe Pulsenergien.

Neben Strahlengängen für die Wellenlänge 355 nm wurden weitere Linsenkombinationen für eine Emissionswellenlänge von 532 nm und 1064 nm entworfen, da bei dieser Wellenlänge ungefähr die doppelte bzw. vierfache Ausgangsleistungen zur Verfügung steht, so dass auch Bearbeitungen bis zu sehr großen Tiefen durchgeführt werden können.

Aus dem Datenblatt des Lasers wurde die Divergenz bei der entsprechenden Wellenlänge und Repetitionsrate entnommen und als Divergenz des Quellpunktes in der Simulationssoftware gesetzt. Aus dem Datenblatt konnte ebenfalls die Lage der Strahltaile in Bezug auf das Auskoppelfenster des Lasers entnommen werden. Somit kann das Auskoppelfenster in der Simulation definiert werden und sämtliche Abstände der optischen Komponenten in Bezug zu dem Auskoppelfenster gesetzt werden. Um die optimale Strahlaufweitung zu berechnen, wurde als Strahlaufweitung wieder ein ideales Gaußsches Teleskop definiert, wobei die Krümmungsradien der beiden Linsen und der Abstand zueinander variabel gesetzt wurden, um die Vergrößerung und Kollimation frei einstellen zu können. Der aufgeweitete Strahl trifft anschließend auf die Fokuslinse. Die Abstände zwischen Auskoppelfenster des Lasers und Strahlaufweitung, sowie Strahlaufweitung und Fokuslinse wurden so gewählt, wie es die Platzverhältnisse in der L $\mu$ B erlaubten und wurden während der Optimierung nicht verändert. Als Vorgabe für die Optimierung wurde ein möglichst kleiner Fokus sowie ein kollimierter Strahl nach dem Teleskop definiert. Die aus dieser Optimierung erhaltene Vergrößerung des idealen Teleskops wurde dann versucht, mit einem realen Teleskop, bestehend aus einer Konkav- und Konvexlinse, zu erreichen (siehe Abbildung 2.9).

Tabelle 2.2 zeigt beispielhaft die Resultate für die asphärische Fokuslinse mit einer Brennweite von 10 mm. Die ideale Strahlaufweitung, bei der sich gerade noch ein beugungsbegrenzter Fokus ergibt, beträgt 1,9. Um diese Aufweitung durch reale Linsen zu erzielen, wurde eine plankonkave Linse mit einer Brennweite von -100 mm mit einer bikonvexen „best form“ Linse ( $f=200$  mm) kombiniert. Die beiden Radien der „best form“ Linse sind so gewählt, dass sich eine möglichst geringe sphärische Aberration ergibt.

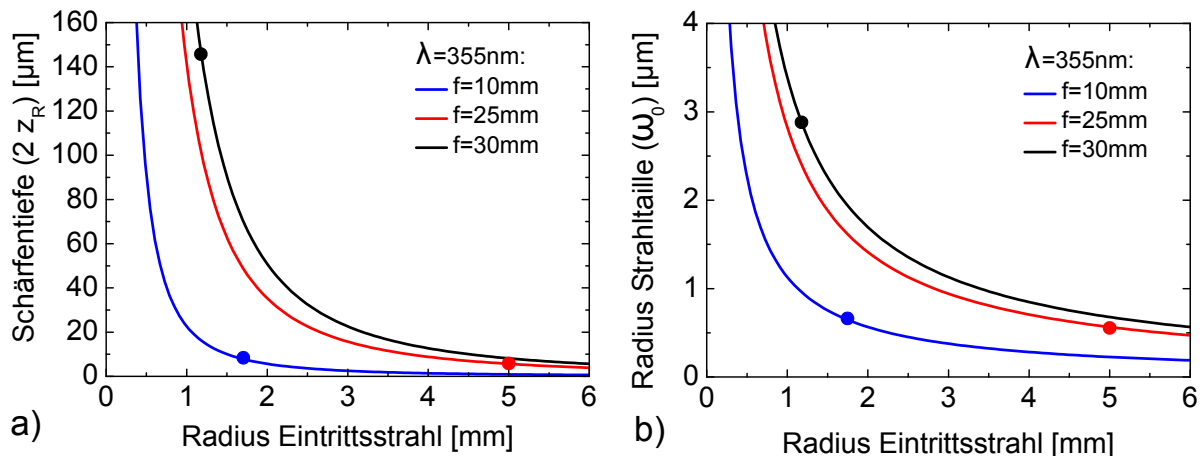
**Tabelle 2.3:** Auswahl der am häufigsten Kombinationen aus Fokuslinse und zugehöriger Strahlaufweitung die für eine Laserwellenlänge von 355 nm optimiert sind. Neben den Radien der Foki bei einer idealen Strahlaufweitung sind die simulierten Radien bei der Verwendeten Strahlaufweitung gezeigt. Im Fall von Strahlengang #4 standen keine Parameter zur Simulation der Fokusoptik zur Verfügung.

$\lambda = 355 \text{ nm}$	#1	#2	#3	#4
Fokuslinse	Thorlabs AL1210-A	Sill Optics S6ASS2020/075	Asphericon 25-30 FPX	Zeiss „Achromat“ 40X/0,6 Korr.
Brennweite	10 mm	25 mm	30 mm	-
Idealer Radius Eintrittsstrahl	1,9 mm	4,8 mm	5,0 mm	-
Radius Fokus/Airy	1,01 $\mu\text{m}$ /1,06 $\mu\text{m}$	1,0 $\mu\text{m}$ /1,2 $\mu\text{m}$	0,6 $\mu\text{m}$ /0,6 $\mu\text{m}$	-/-
Verwendete Strahlaufweitung	Thorlabs LC1120-A LBF254-200-A	Sill Optics S6EXP0040/075	keine	keine
Radius Eintrittsstrahl	1,7 mm	5,0 mm	1,18 mm	1,18 mm
Radius Fokus/Airy	0,77 $\mu\text{m}$ /1,15 $\mu\text{m}$	1,5 $\mu\text{m}$ /1,1 $\mu\text{m}$	0,004 $\mu\text{m}$ /5,6 $\mu\text{m}$	-/-

Die Kombination dieser beiden Linsen liefert eine Strahlaufweitung von 1,7 und kommt somit der idealen Vergrößerung sehr nahe. Wie in Tabelle 2.2 zu sehen ist, ergibt sich hinter der Fokuslinse durch die Abweichung von dem idealen Aufweitungsfaktor ein etwas kleinerer geometrischer Radius des Fokuspunktes. Allerdings ist die Abbildung durch das Beugungslimit begrenzt und liefert einen minimalen Radius der Strahltaile von 1,15  $\mu\text{m}$ . Neben der vorgestellten asphärischen Fokuslinsen mit einer Brennweite von 10 mm wurden auf die gleiche Weise auch weitere Fokusoptiken simuliert. Neben anderen asphärischen Linsen kam auch ein Tripletts Linsensystem zum Einsatz, in dem drei Linsen so kombiniert sind, dass die sphärische Aberration minimiert wird. Zusätzlich zu den selbst entworfenen Teleskopen aus einzelnen Linsen wurden auch zugekaufte Strahlaufweiter mit fester Vergrößerung verwendet. Diese sind bezüglich ihres optischen Designs und ihrer Antireflexbeschichtung auf die jeweilige Laserwellenlänge optimiert. Tabelle 2.3 zeigt die in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Kombinationen aus Strahlaufweitung und Fokuslinse. Weitere Kombinationen für eine Wellenlänge von 532 nm und 1064 nm finden sich im Anhang B.

Strahlengang #1 und #2 besitzen eine Strahlaufweitung, die der berechneten idealen Aufweitung sehr nahe kommt. Im Fall von Strahlengang #3 ist jedoch zu erkennen, dass der Radius des Eintrittsstrahls deutlich kleiner als der berechnete ideale Radius ausfällt. In Kapitel 2.3 wird gezeigt, dass sich bei Ausnutzung des gesamten Linsendurchmessers kein beugungsbegrenzter Fokus ergibt, aufgrund von Oberflächenformabweichungen der asphärischen Fläche, weshalb der Radius des Eintrittsstrahls deutlich reduziert wurde. Der Radius von 1,18 mm ergibt sich durch die natürliche Divergenz des Laserstrahls.

Strahlengang #4 verwendet ein kommerzielles Mikroskopobjektiv der Firma Zeiss mit einer 40-fachen Vergrößerung. Zur Simulation des Strahlengangs standen seitens des



**Abbildung 2.10:** a) Schärfentiefe der in den Strahlengängen #1 - #3 verwendeten Fokussystemen, in Abhängigkeit des Radius des Eintrittsstrahls. b) Beugungsbegrenzter minimaler Radius der Strahltaille in Abhängigkeit des Radius des Eintrittsstrahls, der sich nach Gleichung 2.12 ergibt. Der tatsächlich verwendete Radius jeder Optik ist mit einem Punkt markiert.

Herstellers keine Parameter zur Verfügung, so dass in diesem Fall keinerlei Berechnungen durchgeführt werden konnten. Aufgrund der begrenzten Apertur des Objektivs nutzte der nicht aufgeweitete Strahl mit einem Radius von 1,18 mm die Apertur nahezu vollständig aus, weshalb ebenfalls ohne Strahlaufweitung gearbeitet wurde.

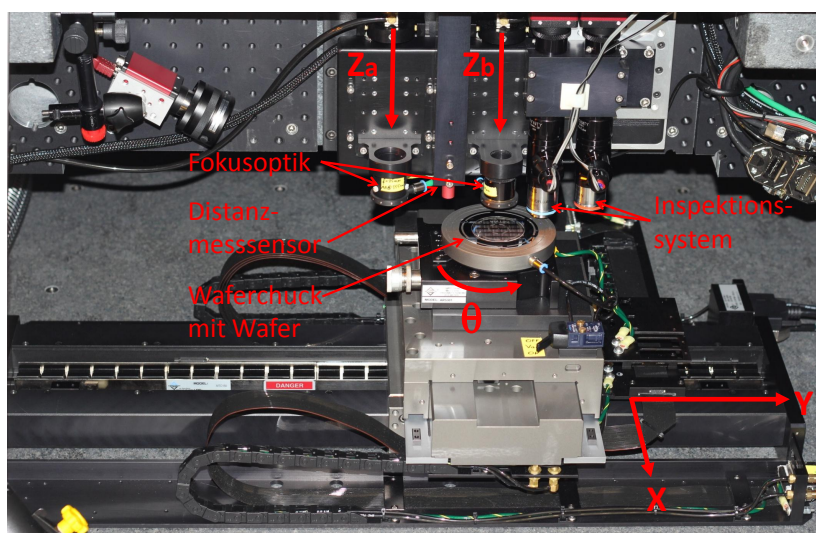
Durch das Vorhandensein der beiden Z-Achsen, können parallel zwei Strahlengänge genutzt werden. Somit ist es möglich, zwei Wellenlängen gleichzeitig zu nutzen, bzw. unterschiedliche Strahlengänge bei gleicher Wellenlänge zu verwenden, so dass beispielsweise mit Strahlengang #2 ein sehr kleiner Fokus zur Verfügung steht, andererseits mit Strahlengang #3 ein Fokus mit großer Schärfentiefe (vgl. Gleichung 2.6). Durch die größere Schärfentiefe können auch Oberflächen bearbeitet werden, die größere Unebenheiten aufweisen, da sich die Fokusgröße durch Höhenunterschiede nicht so schnell ändert und daher die Leistungsdichte auf der Oberfläche gleich bleibt, wodurch ein konstanter Materialabtrag gewährleistet wird. Abbildung 2.10 a zeigt die Schärfentiefe der Fokussystemen aus Strahlengang #1 bis #3 in Abhängigkeit des Radius des Eintrittsstrahls. Die verwendeten Strahlradien beim Eintritt in die Linse sind mit einem Punkt gekennzeichnet. Abbildung 2.10 b zeigt das entsprechende Beugungslimit der Strahltaille, das sich in Abhängigkeit des Radius des Eintrittsstrahls ergibt. Die größere Schärfentiefe wird durch ein größeres Beugungslimit erkauft.

Als Umlenkspiegel wurden dielektrische Spiegel verwendet (Firma: Laseroptik), die eine hohe Reflektivität besitzen ( $>99,99\%$  bei  $45^\circ$ ), sowie Zerstörungsschwellen von einigen  $\text{Joule}/\text{cm}^2$  aufweisen. Um zwei Laserstrahlen zu vereinen, kamen dichroitische Spiegel zum Einsatz. Die Beschichtung dieser Spiegel ist so ausgelegt, dass eine bestimmte Wellenlänge reflektiert wird, eine andere transmittiert wird, wobei in diesem Fall die Beschichtung als Antireflexschicht wirkt. Somit ist es möglich, zwei Laserstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge koaxial zu vereinen. Es kamen dichroitische Spiegel zum Einsatz, die 355 nm reflektieren und 532 nm transmittieren. Neben Umlenkspiegeln, die

für eine einzige Wellenlänge optimiert waren, wurden auch Spiegel beschafft, die eine hochreflektierende Beschichtung für 355 nm, 532 nm und 1064 nm hatten und im Anschluss an die Strahlvereinigung eingesetzt wurden. Zum schnellen Umschalten zwischen unterschiedlichen Strahlengängen wurden einzelne Umlenkspiegel auf Repositionierplatten angeordnet (siehe Abbildung 2.1).

#### 2.1.4 Luftgelagertes Achssystem

Abbildung 2.11 zeigt den Bearbeitungsbereich der L $\mu$ B. Der kollimierte Laserstrahl trifft von oben auf die Fokuslinse und wird senkrecht auf einen Vakuumchuck fokussiert, mit dem Wafer bis zu einer Größe von 4 Zoll angesaugt werden können. Dieser ist auf einem luftgelagerten X-Y-Achssystem sowie einer manuellen Rotationsachse ( $\theta$ ) gelagert. Das gesamte Achssystem wurde so konzipiert, dass zum einen die bewegte Masse möglichst gering ausfällt, um hohe Beschleunigungen zu erreichen, zum anderen wurde die Höhe gering gehalten, damit sich bei hohen Beschleunigung das gesamte System möglichst wenig neigt. Da eine Rotation des Wafers nur zur Justage, nicht aber zur Waferbearbeitung notwendig ist, wurde auf eine Motorisierung der  $\theta$ -Achse verzichtet. Damit fällt die Rotationsachse wesentlich leichter und flacher aus. Die darunterliegende X-Achse weist einen Verfahrweg von 110 mm auf, so dass 4 Zoll Wafer vollständig bearbeitet werden können. Die Y-Achse besitzt einen Verfahrweg von 500 mm, so dass der Wafer zwischen den beiden Strahlengängen, den Inspektionssystemen, dem Distanzmessensor,



**Abbildung 2.11:** Abbildung des Bearbeitungsbereiches zur Laser- $\mu$ -Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen. Der Vakuumchuck der Wafer bis zu einer Größe von 4 Zoll aufnehmen kann befindet sich auf einem luftgelagerten X-Y-Achssystem, sowie einer manuellen Rotationsachse. Um die Fokusposition des Laserstrahl bezüglich der Waferoberfläche zu positionieren, sind die beiden Fokusoptiken auf Linearachsen gelagert. Zum Schutz vor Ablationsstaub befinden sich Staubdüsen vor den Optiken. Mit Hilfe eines optischen Distanzmessensors kann der Abstand zur Waferoberfläche gemessen werden. Zum Justieren der Wafer, sowie zur Inspektion von Bearbeitungsergebnissen verfügt verfügt die Anlage über zwei Inspektionssysteme.

sowie einem nachrüstbaren Galvanometer-Scanner verfahren werden kann. Beide Achsen verfügen über Linearmotoren, deren Leistung auf die zu bewegende Masse angepasst ist, so dass im Fall der X-Achse ein leichterer und flacher aufbauender Motor zum Einsatz kommt, als im Fall der Y-Achse. Beide Achsen besitzen eine maximale Verfahrgeschwindigkeit von 100 mm/s. Im Vergleich zu Wälzlagern fällt die Reibung der Luftlager deutlich geringer aus, so dass die Anregel- und Ausregelzeiten (engl. settling time) kürzere Zeitkonstanten aufweisen, wodurch sich beim Schreiben von Konturen eine höhere Präzision ergibt. Um die Vorteile der geringeren Reibung nicht zunichte zu machen, wird auf einen Staubschutz, wie er typischerweise bei der Materialbearbeitung verwendet wird, verzichtet. Das hat den Nachteil, dass die Luftlager (Gleitflächen) und die 20 µm breiten Luftspalte zwischen Lager und Schlitten offen liegen. Bei der Materialbearbeitung muss deshalb stets darauf geachtet werden, dass kein Ablationsstaub in die Spalte eindringt, da dieser die Luftlager beschädigen kann. Neben den Luftlagern liegen auch die Permanentmagnete der Linearmotoren offen. Aus diesem Grund sollten auch keine magnetischen Materialien bearbeitet werden, da sich die Stäube, die bei der Bearbeitung entstehen, an den Magneten anlagern können und eine Reinigung aufgrund der hohen Anziehungskräfte und schlechten Zugänglichkeit nicht möglich ist.

Zur Bestimmung der aktuellen Position des Schlittens ist entlang der Achse ein Glasmaßstab angebracht, so dass die Position direkt erfasst werden kann und nicht indirekt, wie es meist bei spindelangetriebenen Achsen der Fall ist. Die Inkremente des Glasmaßstabes besitzen einen Abstand von 4 µm. Durch Interpolation wird die Auflösung auf 2 nm erhöht. Da bei der Bewegung einer Linearachse nicht nur Positionsfehler entlang der Bewegungsrichtung auftreten, sondern bedingt durch mechanische Ungenauigkeiten auch Abweichungen quer zur Bewegungsrichtung, wurde bei dem verwendeten Achsystem eine zweidimensionale Kalibrierung durchgeführt. Die Abweichungen einer Achse quer zu ihrer Bewegungsrichtung wurden vermessen und werden während der Bewegung durch die jeweils andere Achse ausgeglichen. Diese Kalibrierung erfolgte an drei 100x100 mm<sup>2</sup> großen Bereichen. Zwei dieser Bereiche befinden sich unter den beiden Z-Achsen, der dritte Bereich an der Stelle des zur Nachrüstung vorgesehenen Galvanometer-Scanners. In diesen kalibrierten Bereichen ist eine zweidimensionale Positionswiederholgenauigkeit von 200 nm möglich.

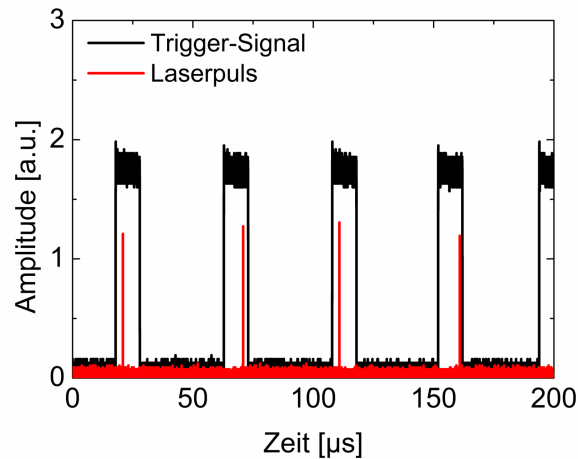
Zum Erzeugen von Konturen mit einem gepulsten Laser gibt es zwei Möglichkeiten, den Laser zu betreiben. Zum einen kann der Laser Pulse bei einer festen Wiederholrate emittieren. Der Pulsabstand auf dem Wafer ergibt sich dann aus der aktuellen Schreibgeschwindigkeit. Bei Konturen, die z.B. scharfe Ecken enthalten, muss die Schreibgeschwindigkeit kurzfristig auf Null reduziert werden. Das hat zur Folge, dass sich in den Ecken der Pulsüberlapp erhöht und ein größerer Materialabtrag stattfindet. Moderne Galvanometer-Scannern bieten aufgrund der geringen bewegten Masse ausreichend hohe Beschleunigungen, so dass dieser Effekt vernachlässigt werden kann. Bei dem in der LµB verwendeten Achsystem liegen die typischen Beschleunigungen im Bereich von 1000 mm/s<sup>2</sup>. Bei einer Schreibgeschwindigkeit von 10 mm/s benötigt das Achsystem eine

Stecke von 50  $\mu\text{m}$  bis die volle Geschwindigkeit erreicht ist und der Pulsabstand einen konstanten Wert annimmt. In vielen Fällen kann sich der erhöhte Abtrag in diesem Bereich als störend erweisen. Um dieses Problem zu umgehen, ist es möglich, die Repetitionsrate der ausgegebenen Pulse auf die aktuelle Schreibgeschwindigkeit anzupassen.

Hierzu besitzt das Achssystem der L $\mu$ B die Option, positionssynchrone Triggersignale auszugeben (engl.: position synchronized output, PSO). Mit Hilfe dieser Funktion wird in benutzerdefinierten Abständen ein im Achscontroller enthaltener Frequenzgenerator gestartet. Der Frequenzgenerator kann dabei frei programmiert werden und stellt an einem BNC-Ausgang TTL Signale bereit. Diese Signale werden genutzt, um die „Pulse on Demand“ Funktion des Ultrakurzpulslasers zu steuern. Der Laser läuft dabei auf einer fest eingestellten Repetitionsrate ( $R_{rep}$ ). Der Frequenzgenerator des Achssystems wird so programmiert, dass der TTL Ausgang für die Dauer von  $1/R_{rep}$  auf „high“ gesetzt wird, so dass genau ein Laserpuls in dieser Zeit aus dem Lasersystem emittiert wird. Anschließend wird der Ausgang wieder auf „low“ gesetzt, so dass keine weiteren Pulse emittiert werden, bis der Frequenzgenerator erneut durch das Achssystem gestartet wird, nachdem es erneut die vordefinierte Strecke zurückgelegt hat. Somit ist es möglich, beim Schreiben einer Kontur, Laserpulse in festen vordefinierten räumlichen Abständen entlang der Kontur auszugeben, unabhängig von der aktuellen Schreibgeschwindigkeit oder Beschleunigung. Da der Laser auf einer konstanten Repetitionsrate läuft besitzen auch alle Laserpulse eine identische Pulsenergie.

Der Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass in den meisten Fällen die Repetitionsrate des Lasers kein ganzzahliges Vielfaches der Wiederholrate ist, mit der die Pulse durch das Achssystem abgerufen werden. Dadurch ergibt sich ein Jitter, der von der Größe  $1/R_{rep}$  ist. In dem oben genannten Beispiel ( $R_{rep}=100$  kHz,  $v=10$  mm/s) ergibt sich durch den Jitter eine Ortsungenauigkeit von 100 nm pro Puls. Addieren sich gerade die Fehler zweier aufeinander folgender Pulse, so ergibt sich eine maximale Abweichung des eingestellten Pulsabstandes von 200 nm. Durch eine Steigerung von  $R_{rep}$  auf 1000 kHz kann dieser Fehler auf 20 nm reduziert werden. In den meisten Fällen sind Abweichungen von wenigen 100 nm aber vernachlässigbar. In Abbildung 2.12 sind die Triggersignale zur Selektion einzelner Laserpulse (schwarz), sowie die abgerufenen Pulse (rot) gezeigt. Die Dauer, während der EOM des Lasers geöffnet ist, beträgt 10  $\mu\text{s}$ . Der Jitter der abgerufenen Pulse ist in Abbildung 2.12 deutlich zu erkennen.

Die PSO-Funktion des Achssystems besitzt eine obere Grenzfrequenz von 8,33 MHz, mit der die Encodersignale in Echtzeit verarbeitet werden können. Bei der Auflösung des Encoders von 2 nm liegt die maximale Geschwindigkeit der Achsen bei 16,66 mm/s. Damit auch höhere Geschwindigkeiten genutzt werden können, wurde die Auflösung der PSO-Funktion um einen Faktor 10 reduziert. Damit liegt die räumliche Genauigkeit, mit der Pulse abgerufen werden können, bei 20 nm und ist somit immer noch deutlich geringer als die Ungenauigkeiten, die durch den Jitter entstehen. Die Reduktion der Auflösung wirkt sich nur auf die PSO-Funktion aus und ändert nichts an der Genauigkeit, mit der die Position des Schlittens erfasst wird.



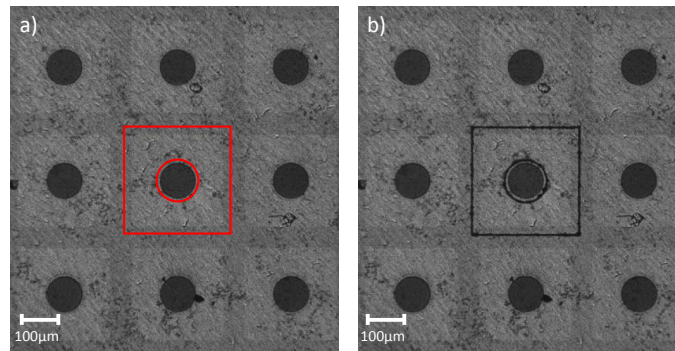
**Abbildung 2.12:** Positionssynchrone Triggersignale des Achssystems, deren Dauer so gewählt ist, dass jeweils nur ein Laserpuls aus dem Ultrakurzpulslaser emittiert wird. Da die Repetitionsrate des Lasersystem kein ganzzahliges Vielfaches der Rate ist, mit der einzelne Laserpulse selektiert werden, ergibt sich ein zeitlicher Jitter.

Neben dem X-Y- $\theta$ -Achssystem verfügt die  $L\mu B$  über zwei weitere Linearachsen ( $Z_a$  und  $Z_b$ ), um die Fokusoptiken zu positionieren. Im Gegensatz zu der X- und Y-Achse besitzen diese beiden Achsen konventionelle Wälzlager, da die Fokusposition bei flachen Wafern typischerweise nicht dynamisch während eines Bearbeitungsvorgangs verändert werden muss und somit längere Anregel- und Ausregelzeiten toleriert werden können. Die Achsen werden ebenfalls über Linearmotoren angetrieben und verfügen über Glasmaßstäbe zur Positionsbestimmung. Der Abstand der Inkremente beträgt ebenfalls  $4\ \mu\text{m}$  und wird durch Interpolation auf  $2\ \text{nm}$  erhöht. Die Positionswiederholgenauigkeit liegt bei  $100\ \text{nm}$  und ist somit noch deutlich geringer als die Schärfentiefe der verwendeten Strahlengänge. Die Schärfentiefe von Strahlengang #1 liegt beispielsweise bei  $8\ \mu\text{m}$ . Da die beiden Achsen senkrecht montiert sind und somit der Schlitten durch die Schwerkraft angezogen wird, besitzen beide Achsen Gaszylinder zur Kompensation der Schwerkraft. Die Gewichtskraft wird kompensiert, indem durch den Zylinder Druckluft gepresst wird. Über die Strömungsgeschwindigkeit kann die Kraft angepasst werden.

Das System verfügt über eine fünfte motorisierte Linearachse zur Fokussierung der beiden Inspektionssysteme mit einem Verfahrbereich von  $100\ \text{mm}$ . Diese Achse besitzt einen konventionellen Spindelantrieb mit  $4000$  Encoderschritten pro Umdrehung bei einer Gewindesteigung von  $2\ \text{mm}$ . Somit ergibt sich eine Schrittweite von  $500\ \text{nm}$  je Encoderschritt. Die Wiederholgenauigkeit der Achse bzw. der Fokusposition des Inspektionssystems liegt bei  $700\ \text{nm}$ .

### 2.1.5 Inspektionssystem

Wie in Abbildung 2.11 gezeigt, verfügt die  $L\mu B$  über zwei Inspektionssysteme mit unterschiedlicher Vergrößerung. Es werden Objektive mit 5-facher Vergrößerung (Zeiss EC Epiplan 5x) und 50-facher Vergrößerung (Zeiss LD EC Epiplan-Neofluar 50x) verwendet,

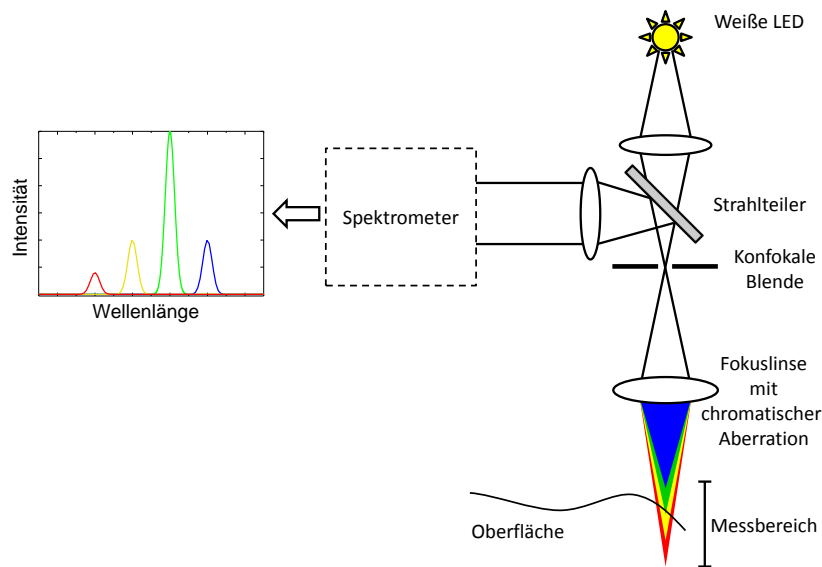


**Abbildung 2.13:** Kamerabilder des in der L $\mu$ B integrierten Inspektionssystems mit 5-facher Vergrößerung. a) Die zu schreibende Kontur ist dem Kamerabild überlagert, zur Justage des strukturierten Wafers b) Die Kontur ist in den Wafer geschrieben und kann im Kamerabild inspiziert werden.

die jeweils auf unendlich korrigiert sind. Der kollimierte Strahl der Objektive wird durch eine monochrome CCD-Kamera mit einer Auflösung von 1280x1024 Pixel und einer maximalen Bildwiederholrate von 25 Hz erfasst. Das Sichtfeld des Inspektionssystems mit 5-facher Vergrößerung beträgt 1500x1200  $\mu\text{m}^2$ , das mit 50-facher Vergrößerung 160x125  $\mu\text{m}^2$ . Somit kann im ersten Fall ein moderner LED-Chip mit einer typischen Kantenlänge von 1 mm vollständig erfasst werden, während das hochauflösendere Objektiv eine gute Detailabbildung liefert. Zwischen Objektiv und CCD-Kamera befindet sich ein Strahlteiler, über den Licht zur koaxialen Beleuchtung des zu untersuchenden Bereiches eingekoppelt wird. Als Lichtquelle dient jeweils eine blaue (470 nm) LED mit einem Öffnungswinkel von 70° und diffuser Abstrahlcharakteristik. Durch den großen Öffnungswinkel und die diffuse Abstrahlung wird eine homogene Beleuchtung des zu beobachtenden Bereichs erreicht. Beide Inspektionssysteme sind zum Fokussieren auf einer gemeinsamen Linearachse montiert und so angeordnet, dass ihr Fokus in der gleichen X-Y-Ebene liegt, so dass beide Kameras gleichzeitig ein scharfes Bild liefern. Durch Verfahren der Probe mit den X-Y-Achsen kann schnell zwischen den Vergrößerung gewechselt werden.

Die beiden Inspektionssysteme besitzen zwei Aufgaben. Zum einen können vor der Bearbeitung strukturierte Proben mit Hilfe des Kamerabildes ausgerichtet werden. Hierzu wird die zu schreibende Struktur in das Kamerabild gezeichnet und die Probe daran ausgerichtet. Abbildung 2.13 a zeigt beispielhaft die Aufnahme einer GaN-basierte Leuchtdiode und der zu schreibenden Kontur, die dem Mikroskopbild in rot überlagert ist. Zusätzlich zu der Kontur können ein Fadenkreuz sowie kalibrierte Maßstäbe eingeblendet werden. Abbildung 2.13 b zeigt die identische Probe im Anschluss an die Laserbearbeitung. Zur besseren Kontrolle der Bearbeitung wurde die Kontur im Kamerabild ausgeblendet.

Aufgrund der geringen Schärfentiefe im Bereich von 3  $\mu\text{m}$  des Objektivs mit 50-facher Vergrößerung kann dieses zur Höhenbestimmung der zu bearbeitenden Probe verwendet werden. Durch Verfahren der Linearachse wird auf die Probenoberfläche fokussiert, und die Positionsangabe der Kameraachse dient der Anpassung des Laserfokus. Aufgrund des großen Verfahrbereiches von 100 mm können beliebige Proben vermessen werden. Die



**Abbildung 2.14:** Schematischer Aufbau eines optischen Distanzmessensors beruhend auf der chromatischen Aberration. Eine Weißlichtquelle wird auf eine Blende fokussiert. Die Blendenöffnung wird durch eine Linse mit starker chromatischer Aberration abgebildet. Aufgrund der chromatischen Aberration hängt die Lage der Bildebene von der Wellenlänge ab. Die zu messende Probenoberfläche reflektiert einen Teil des Lichts zurück. Die Wellenlänge, deren Bildebene gerade auf der Probenoberfläche liegt, wird maximal durch die Blende transmittiert und bildet ein spektrales Maximum. Aufgrund der Korrelation zwischen Probenhöhe und spektraler Lage des Maximums kann die Höhe sehr genau bestimmt werden.

maximale vertikale Auflösung bei der Höhenbestimmung ist dabei durch die Schärfentiefe des Objektivs begrenzt und nicht durch die Wiederholgenauigkeit der Achse.

Neben den beiden Inspektionssystemen verfügt die L $\mu$ B über eine weitere Kamera, die ein Übersichtsbild des Bearbeitungsbereiches liefert. Dieses dient der Prozessüberwachung aus der Ferne (Remotesteuerung), bei besonders zeitintensiven Bearbeitungen.

## 2.1.6 Optische Distanzmessung

Neben der Möglichkeit, die Probenhöhe mit Hilfe des Inspektionssystems zu bestimmen, kann diese auch mit sehr hoher Präzision durch einen optischen Distanzmessensor (FO-GALE nanotech) gemessen werden. Das Messprinzip beruht dabei auf der chromatischen Aberration und ist in Abbildung 2.14 schematisch dargestellt. Das Licht einer weißen LED wird auf die Öffnung einer Blende fokussiert. Anschließend wird der divergente Strahl durch eine zweite Linse, die eine starke chromatische Aberration aufweist, auf die Oberfläche der zu messenden Probe fokussiert. Aufgrund der starken chromatischen Aberration besitzt die Linse für jede Wellenlänge des einfallenden Lichts eine andere Brennweite. Die Probenoberfläche reflektiert einen Teil des einfallenden Lichts zurück in die Linse. Die Wellenlänge, deren Fokus gerade auf der Probenoberfläche liegt, wird mit maximaler Intensität durch die konfokale Blende transmittiert, da der zurückreflektierte Fokus dieser

Wellenlänge exakt in der Blendenebene liegt. Die übrigen Wellenlängen besitzen ihren Fokus entweder hinter oder vor der Blende, so dass ein Großteil der Intensität an der Blende verloren geht. Mit Hilfe eines Strahlteilers wird das zurückreflektierte Licht in einem Spektrometer analysiert. Bei der Wellenlänge, deren Fokus auf der Probenoberfläche liegt, ergibt sich ein Intensitätsmaximum. In Abhängigkeit der Probenhöhe verschiebt sich die spektrale Lage dieses Maximums, so dass über diesen Zusammenhang die Höhe sehr präzise gemessen werden kann. Der maximale Messbereich ergibt sich aus der spektralen Breite der Weißlichtquelle, der chromatischen Aberration der Fokulinse, der Brennweite, sowie dem Durchmesser des Eintrittsstrahls. Der verwendete Messkopf (CP-00300-015) besitzt einen maximalen Messbereich von 300  $\mu\text{m}$  bei einer Messgenauigkeit von 50 nm. Somit ist dieses Messsystem besonders gut geeignet, um Substratkeilfehler zu bestimmen, die im Bereich von 10  $\mu\text{m}$  liegen.

Der Nachteil des Messsystems besteht darin, dass sich bei strukturierten Proben, die Reflektivität sehr stark ändern kann, so dass das Spektrometer unter- oder überbelichtet wird und eine Messung ohne vorherige Korrektur der Belichtungszeit nicht mehr möglich ist. Zusätzlich reicht in vielen Fällen der Messbereich von 300  $\mu\text{m}$  nicht aus, so dass bei großen Höhenschwankungen von Probe zu Probe der Messkopf in der Höhe angepasst werden muss und eine neue Kalibrierung notwendig wird.

Aufgrund der hohen Präzision ergänzt sich das optische Messsystem sehr gut mit der kamerabasierten Methode, die einen großen Messbereich aufweist.

### 2.1.7 Maschinenaufbau

Alle vorgestellten Komponenten sind auf einer Portalkonstruktion befestigt, wie sie in Abbildung 2.1a zu sehen ist. An diese Konstruktion werden mehrere Anforderungen gestellt. Zum einen darf sich das Lasersystem bezüglich des Achssystems nicht bewegen, um eine optische Dejustagen zu verhindern. Hierzu muss die Portalkonstruktion eine ausreichende Steifigkeit aufweisen, um Schwingungen zu unterbinden. Gleichzeitig sollte der thermische Ausdehnungskoeffizient möglichst gering sein, damit es bei Temperaturänderungen zu keiner Deformation kommt. Zum anderen werden sehr hohe Ansprüche an die Ebenheit der Konstruktion im Bereich des Achssystems gestellt. Eine Montage des luftgelagerten Achssystems auf einem unebenen Untergrund hätte eine Verwindung des Achssystems zur Folge, wodurch die hohe Präzision zunichte gemacht wird.

Deshalb wurde das Maschinengestell aus natürlichem Hartgestein (Gabbro Impala) von der Firma Johann Fischer Aschaffenburg gefertigt. Dieses Material weist einige herausragende Eigenschaften auf. So besitzt es einen sehr geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten im Bereich von  $5,5 - 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , ist durch das hohe Elastizitätsmodul von  $0,9 - 0,95 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$  sehr verwindungssteif und dämpft auftretende Schwingungen. Zusätzlich lässt es sich gut schleifen und polieren und besitzt eine optimale Formtreue. Im Bereich des luftgelagerten Achssystems konnte eine Ebenheit von 2  $\mu\text{m}$  über eine Fläche von  $1000 \times 300 \text{ mm}^2$  realisiert werden, damit die Verwindung bei der Montage des Achssystems so gering wie möglich ausfällt. Die gesamte Portalkonstruktion wiegt ca.

2 Tonnen und ist auf luftgelagerten Dämpfern mit Niveauregulierung aufgestellt, damit Gebäudeschwingungen absorbiert werden.

Ein Laserschutzgehäuse umschließt die gesamte Konstruktion, so dass die Anlage in die Laserklasse 1 fällt. Die Türen sind durch Interlocks geschützt, damit während dem Betrieb keine Laserstrahlung durch versehentliches Öffnen austreten kann. In der Anlage wird, durch Ansaugen gefilterter Raumluft, eine laminare Strömung erzeugt, die gleichzeitig einen Überdruck erzeugt, so dass das Eindringen von Staub beim Öffnen des Gehäuses verhindert wird.

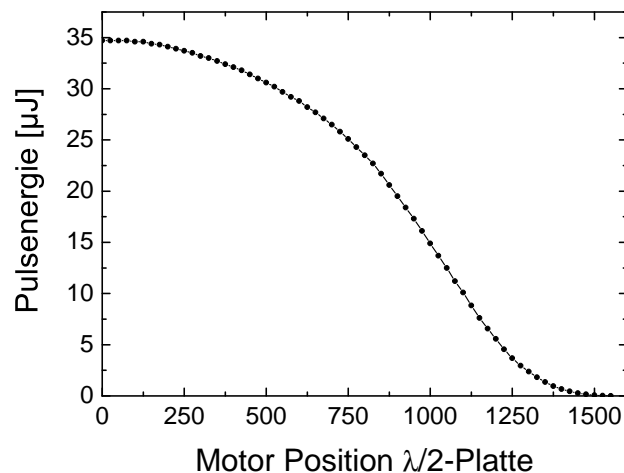
Die Ansteuerung der L<sub>μ</sub>B erfolgt über eine zentrale Software (microMMI, 3D-Micromac AG), die es ermöglicht sämtliche Komponenten anzusprechen. Die Programmierung durch den Anwender erfolgt in der Sprache Visual Basic Script, die durch eine Vielzahl zusätzlicher Befehle erweitert wurde, damit alle Hardwarekomponenten angesprochen werden können.

## 2.2 Kalibrierung, Auflösung und Reproduzierbarkeit

Bevor es möglich ist, mit der L<sub>μ</sub>B Materialbearbeitung durchzuführen, sind mehrere Kalibrierungen notwendig. Einerseits sollte die gewünschte Kontur an einer zuvor definierten Stelle geschrieben werden, andererseits die exakte Lage des Fokus bezüglich der Probenoberfläche bekannt sein. Weiterhin ist die Kenntnis der Pulsenergie  $E$  sowie der Radius der Strahltaile  $\omega_0$  hilfreich, damit die Fluenz  $F$  bestimmt werden kann. Diese gibt an, wieviel Energie pro Fläche abgegeben wird.

### 2.2.1 Kalibrierung der Pulsenergie

Zur Bestimmung der Pulsenergie wurden thermische Leistungsmessgeräte verwendet (FieldMaster LM-10 bzw. Gentec Solo 2 XLP12-1S-H2). Deren Messkopf absorbiert die eingestrahlte Laserleistung, so dass es zur Erwärmung kommt. Über den thermoelektrischen Effekt (Seebeck-Effekt) wird eine Spannung erzeugt, so dass die eingestrahlte Laserleistung bestimmt werden kann. Diese Messmethode weist eine hohe Trägheit auf, so dass die einzelnen Laserpulse, die im kHz-Bereich emittiert werden, nicht aufgelöst werden können und somit die mittlere Leistung des Laserstrahls gemessen wird. Über die bekannte Repetitionsrate des Lasers kann aus der mittleren Leistung die Pulsenergie berechnet werden. Mit dem im Lasersystem integrierten Abschwächer ist es möglich, durch Drehen der  $\lambda/2$ -Platte die Ausgangsleistung kontinuierlich zu regeln. Die Position der  $\lambda/2$ -Platte wird dabei in Encoderschritten der motorisierten Rotationsachse ausgegeben und eingestellt. Um die zugehörigen Pulsenergien zu kennen, wurden die Ausgangsleistungen für unterschiedliche Positionen der Rotationsachse bestimmt. Der Messkopf wurde dabei hinter der Fokuslinse positioniert, um Verluste durch Absorption und Reflexion an den Linsen zu berücksichtigen. Der Abstand zwischen Fokuslinse und Oberfläche des Messkopfes wurde dabei so gering wie möglich gehalten, damit die bestrahlte Fläche so groß wie möglich ausfällt und kein Materialabtrag an dem Messkopf stattfindet. Gleichzeitig kann sich bei



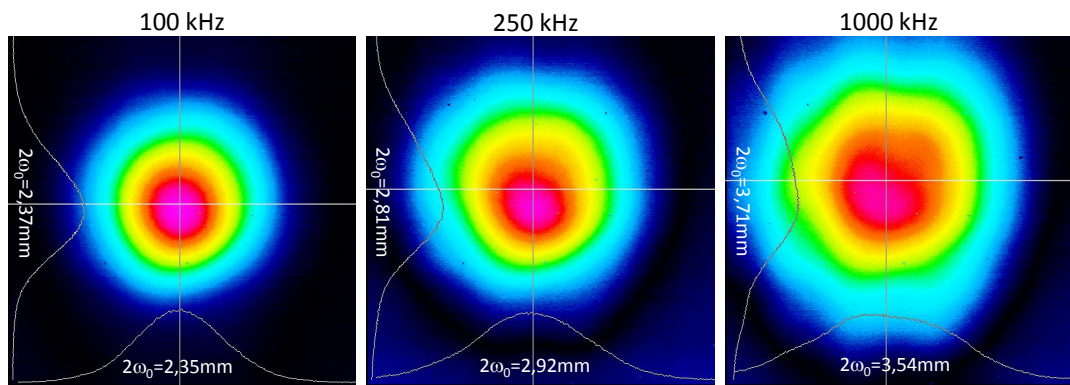
**Abbildung 2.15:** Emittierte Pulsenergie in Abhängigkeit der Position der  $\lambda/2$ -Platte des Abschwächers bei einer Wellenlänge von 355 nm und einer Repetitionsrate von 100 kHz.

dieser Anordnung kein Fokus ausbilden. Dieser würde bei hohen Pulsenergien die Bildung eines Plasmas in der Luft zur Folge haben, welches Energie absorbieren und die Messung verfälschen würde. Abbildung 2.15 zeigt die emittierte Pulsenergie in Abhängigkeit der Position der  $\lambda/2$ -Platte bei einer Laserwellenlänge von 355 nm und einer Repetitionsrate von 100 kHz.

### 2.2.2 Strahlparameter

Die Intensitätsverteilung eines Gaußschen Strahls erstreckt sich theoretisch bis ins Unendliche, so dass zur Angabe des Strahlradius eine bestimmte Breite definiert werden muss. Häufig wird der Radius  $\omega_0$  definiert (siehe Kapitel 2.1.3), bei dem die Intensität auf  $1/e^2$  (13,5 %) der maximalen Intensität abgefallen ist. Andere gebräuchliche Werte sind die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) oder  $4\sigma$ . Im folgenden wird jedoch stets der Radius bei  $1/e^2$  verwendet.

Zur Bestimmung der Strahlradien der  $\mu\text{B}$  stand eine kamerabasierte Lösung (Dataray, WincamD-UCD12) zur Verfügung. Der Chip der Kamera besaß eine Auflösung von  $512 \times 512$  Pixel bei einer Pixelgröße von  $9,3 \mu\text{m}$ , so dass Strahldurchmesser bis zu 4,8 mm gemessen werden konnten. Aufgrund der Pixelgröße war eine Messung von Strahlen mit einem Durchmesser von deutlich unter  $100 \mu\text{m}$  ( $\approx 10$  Pixel) jedoch nicht möglich [22]. Neben der kamerabasierten Lösung stand auch ein scannendes System zur Verfügung (Dataray, Beamscope P8), das eine Zunge mit zwei Detektoren senkrecht zur optischen Achse bewegte. Jeder Detektor befand sich hinter einen  $2,5 \mu\text{m}$  breiten Schlitz, die im  $45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  Winkel zur Scanrichtung ausgerichtet waren. Somit kann in einem Scannvorgang sowohl die X- als auch Y-Richtung des Strahls vermessen werden. Allerdings ist auch bei diesem System der minimale Durchmesser des zu messenden Strahls auf einige  $10 \mu\text{m}$  begrenzt. Der größtmögliche Strahlradius darf 5 mm nicht überschreiten.

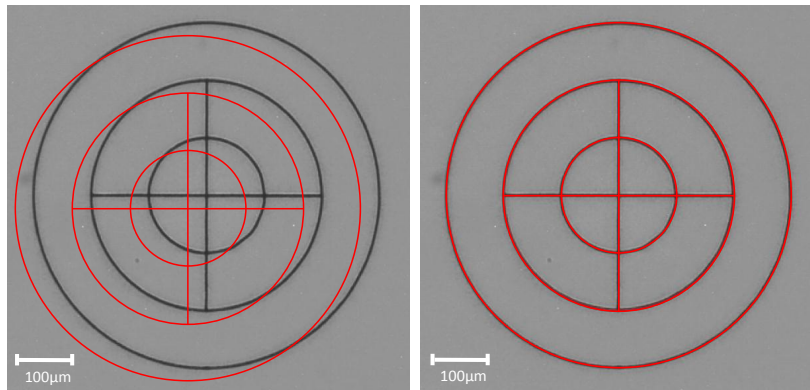


**Abbildung 2.16:** Intensitätsverteilung des Laserstrahls aus dem Ultrakurzpulslaser für unterschiedliche Repetitionsraten bei einer Wellenlänge von 355 nm. Mit zunehmender Repetitionsrate weicht die Intensitätsverteilung von der Gaußschen Verteilung ab, da das Lasersystem auf niedrige Wiederholraten optimiert wurde. Die  $1/e^2$  Durchmesser sind für die jeweiligen Querschnitte angegeben.

Abbildung 2.16 zeigt die Intensitätsverteilung des Ultrakurzpulslasers in 1,9 m Entfernung vom Austrittsfenster bei einer Wellenlänge von 355 nm und unterschiedlichen Repetitionsraten. Die Intensitätsverteilung wurde mit dem kamerabasierten System aufgenommen. Die Entfernung entspricht gerade der Position, an der sich normalerweise die Fokulinse befindet. Der Strahl wurde über vier dielektrische Umlenkspiegel gelenkt. Weitere optische Elemente befanden sich nicht im Strahlengang. Der angegebene Strahldurchmesser entspricht somit dem Eintrittsstrahl in die Fokulinse, wenn keine Strahlaufweitung verwendet wird. Mit zunehmender Repetitionsrate vergrößert sich der Strahldurchmesser, so dass eine Anpassung der Strahlaufweitung notwendig wird. Neben dem größeren Strahldurchmesser nimmt die Rundheit mit zunehmender Repetitionsrate ab. Das Lasersystem wurde auf eine Repetitionsrate von 100 kHz optimiert, weshalb der Laserstrahl bei dieser Frequenz einer idealen Gaußverteilung am nächsten kommt. Aus diesem Grund wurde für alle in dieser Arbeit durchgeführten Experimente die Wiederholrate auf 100 kHz gestellt. In Kombination mit den Scangeschwindigkeiten des Achssystems ist diese Frequenz ausreichend hoch, es steht annähernd die maximal mögliche Pulsenergie zur Verfügung und der Laserstrahl kommt einer Gaußschen Intensitätsverteilung am nächsten.

### 2.2.3 Offsetbestimmung

Damit die beiden Inspektionssysteme zur Ausrichtung einer strukturierten Probe genutzt werden können, ist nach dem Auf- bzw. Umbau eines Strahlpfades die Kenntnis des exakten Abstand zwischen dem Zentrum des Inspektionssystems (Fadenkreuz) und dem Laserfokus notwendig. Da die  $\mu\text{B}$  über zwei parallele Strahlengänge verfügt, sowie zwei Inspektionssysteme unterschiedlicher Vergrößerung zur Justage genutzt werden können, müssen insgesamt vier laterale Offsets bestimmt werden. Hierzu wird ein Fadenkreuz (siehe Abbildung 2.17) auf einen Wafer geschrieben und gleichzeitig dem Kamerabild überlagert. Nach dem Schreibvorgang wird die geschriebene Kontur mit der gezeichneten



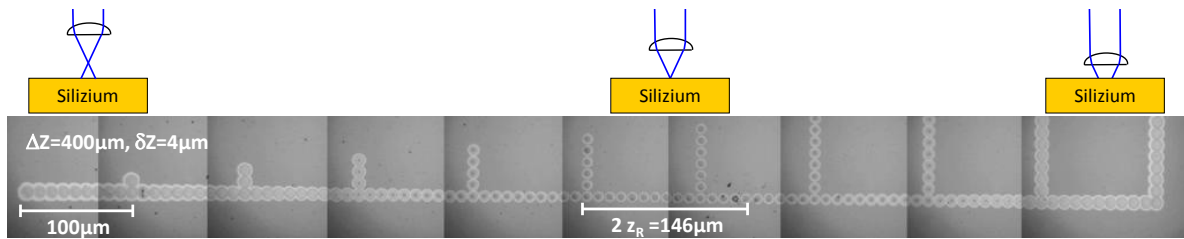
**Abbildung 2.17:** Zur Bestimmung des Offset zwischen dem Fokus des Laserstrahls und dem Zentrum des Inspektionssystems wird ein Fadenkreuz in einen Silizium-Wafer geschrieben und unter das Inspektionssystem justiert a) Beide Fadenkreuze sind noch nicht aufeinander justiert. b) Virtuelles Fadenkreuz und geschriebenes Fadenkreuz sind aufeinander justiert, so dass der laterale Offset bestimmt werden kann.

Kontur deckungsgleich ausgerichtet. Aus den Achspositionen während dem Schreibvorgang und der Position nach dem Ausrichten unter dem Inspektionssystem kann der Offset ermittelt werden.

Zur Bestimmung der Probenhöhe durch den optischen Distanzmesssensor sind zusätzlich die Offsets zwischen dem Sensor und den beiden Kameras zu bestimmen.

## 2.2.4 Bestimmung der vertikalen Fokusposition

Neben der Kalibrierung in der X-Y-Ebene sind weitere Kalibrierungen der beiden Z-Achsen notwendig. Die Position des Laserfokus muss an die gemessene Höhe der zu bearbeitenden Probe angepasst werden. Hierzu ist die Kenntnis der genauen Lage des Fokus in vertikaler Richtung (Z-Richtung) notwendig. Um diese zu ermitteln, werden einzelne Schüsse auf einen Siliziumwafer abgegeben, wobei der Siliziumwafer kontinuierlich in Y-Richtung um eine Strecke  $\Delta Y$  verfahren wird, während sich die Z-Achse synchron dazu um die Strecke  $\Delta Z$  bewegt. Der Abstand zwischen den einzelnen Einschüssen  $\delta Y$  wird durch die PSO-Funktion des Achssystems festgelegt und so groß gewählt, dass die einzelnen Einschüsse sichtbar voneinander getrennt sind. Aus den Strecken  $\Delta Z$  und  $\Delta Y$  der beiden Achsen sowie dem räumlichen Abstand der einzelnen Einschüsse  $\delta Y$  lässt sich die Änderung der Fokusslage bezüglich der Oberfläche des Siliziumwafers  $\delta Z$  zwischen den einzelnen Einschüssen ermitteln. Das Ergebnis einer solchen Kalibrierung bei einer Wellenlänge von 355 nm ist in Abbildung 2.18 gezeigt. Als Fokusslinse wurde eine asphärische Linse mit einer Brennweite von  $f=30$  mm verwendet (Asphericon 25-30 FPX), wobei der Eintrittsstrahl in die Linse einen Radius von 1,18 mm aufwies. Die Strecke  $\Delta Y$  betrug 1 mm und es wurden einzelne Schüsse in einem Abstand von  $\delta Y=10$   $\mu$ m abgegeben. Die Z-Achse wurde insgesamt um  $\Delta Z=400$   $\mu$ m verfahren. Somit ergibt sich eine Änderung in der Fokusslage von  $\delta Z=4$   $\mu$ m pro Einzelschuss. Diese Vorgehensweise wurde weitere 10 mal wiederholt, wobei der Abstand  $\delta Y$  auf 100  $\mu$ m erhöht wurde und die Abgabe des ersten Einschusses



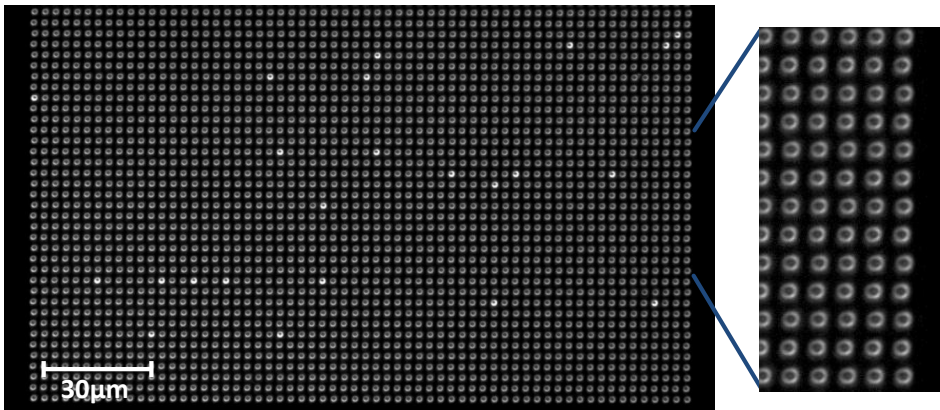
**Abbildung 2.18:** Einzelne Laserpulse, die durch eine asphärische Fokulinse fokussiert wurden und auf die Oberfläche eines Siliziumwafers abgegeben wurden, während sich die Y-Achse und Z-Achse synchron zueinander bewegten. Mit Hilfe der PSO-Funktion des Achssystems werden die Laserpulse in einem Abstand von  $\delta Z=4\ \mu\text{m}$  abgegeben. Zusätzlich ist die Schärfentiefe  $2 z_R$  des verwendeten Strahlengangs eingezeichnet.

mit jedem Durchgang um  $100\ \mu\text{m}$  verzögert wurde. Somit wird neben den Einschüssen zur eigentlichen Kalibrierung ein zusätzliches „Lineal“ erzeugt, das der Orientierung bei der Auswertung dient. Die durchgeführte Kalibrierung ist in Abbildung 2.18 gezeigt. Wie zu erkennen ist, weisen die Einschüsse ein Minimum bezüglich ihres Durchmessers auf. Durch ermitteln des Einschusses mit dem minimalen Durchmesser kann der Abstand  $n \cdot \delta Y$  und somit  $n \cdot \delta Z$  bestimmt werden. Da die Position der Z-Achse zu Beginn der Bearbeitung bekannt ist (linker Einschuss), kann die Position der Z-Achse bestimmt werden, bei der sich der Fokus exakt auf der Oberfläche des Siliziumwafers befindet. Diese Position kann anschließend mit der Position des Inspektionssystems bzw. dem Messwert des optischen Distanzmessensors in Zusammenhang gebracht werden. Da sich die beiden Z-Achsen, die Achse des Inspektionssystems und die Abstandsmessung des Distanzmessensors linear zueinander verhalten, kann durch Ausmessen einer neuen Probenhöhe die Fokulage darauf angepasst werden.

Neben der Position des Fokus kann aus der gezeigten Bearbeitung auch der Bereich abgeschätzt werden, in dem die Größe der abladierten Bereiche konstant bleibt. In Abbildung 2.18 ist die berechnete Schärfentiefe der verwendeten Fokulinse gezeigt, die sich nach Gleichung 2.6 und 2.12 aus der Wellenlänge, der Brennweite und dem Radius des Eintrittsstrahls ergibt. Es ist zu erkennen, dass sich der Radius der Einschüsse erst in einem größeren Abstand als der Rayleighlänge signifikant ändert. Der Grund hierfür ist, dass der Radius der Einschüsse und der Radius bei dem die Intensität des Laserstrahls auf  $1/e^2$  abgefallen ist nicht identisch sind. Somit ist es nicht möglich, mit der vorgestellten Methode den Radius  $\omega_0$  der Strahltaile zu ermitteln, bei dem die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Da auch die in Kapitel 2.2.2 behandelten Messgeräte Foki im Bereich weniger Mikrometer nicht auflösen können, wird in Kapitel 3.8 ein Verfahren vorgestellt, mit dem es möglich ist, Foki jeglicher Größe zu bestimmen.

### 2.2.5 Wiederholgenauigkeit bei der Laserbearbeitung

Die Wiederholgenauigkeiten des luftgelagerten Achssystems wurden von dem Hersteller durch interferometrische Messmethoden bestimmt. Nach dem Einbau in die  $L\mu B$  stand



**Abbildung 2.19:** Punktmuster, welches durch Abgabe einzelner Laserpulse in einem Abstand von  $3\ \mu\text{m}$  abgegeben wurden. Die Bearbeitung wurde zweimal wiederholt, um die Reproduzierbarkeit des Achssystems zu überprüfen.

diese Messmethode jedoch nicht zur Verfügung. Um die Genauigkeit dennoch zu überprüfen, wurde ein Punktmuster mit einzelnen Laserpulsen auf einen Wafer geschrieben. Der Abstand der Einschüsse betrug in horizontaler und vertikaler Richtung jeweils  $3\ \mu\text{m}$  und wurde mit Hilfe der PSO-Funktion definiert, wobei der Laser auf eine Repetitionsrate von  $100\ \text{kHz}$  eingestellt wurde. Das Achssystem führte dabei eine mäanderförmige Bewegung mit  $10\ \text{mm/s}$  aus. Nach der Bearbeitung fuhr das Achssystem zurück unter das Inspektionssystem. Anschließend wurde die identische Bearbeitung ein zweites mal durchgeführt, so dass erneut Laserpulse in die bereits vorhandenen Einschusslöcher abgegeben wurden. Ein geringer Versatz zwischen der ersten und zweiten Bearbeitung sollte sich dann in elliptischen Bearbeitungsergebnissen zeigen. Das Bearbeitungsergebnis wurde durch Dunkelfeldmikroskopie untersucht und ist in Abbildung 2.19 gezeigt. In der Detailansicht ist zu erkennen, dass es aufgrund der bidirektionalen Bewegung zu einem geringen Versatz der Einschüsse kommt. Dieser Versatz ist allerdings nicht auf Ungenauigkeiten bei der Positionierung zurückzuführen, sondern entsteht dadurch, dass die zu beschreibende Strecke kein ganzzahliges Vielfaches des Abstandes der einzelnen Einschüsse darstellt, weshalb der Einschuss am Ende einer Zeile nicht mit dem ersten Einschuss der folgenden Zeile übereinstimmt. Im Gegensatz dazu ist kein Versatz durch die zweimalige Bearbeitung zu erkennen. Im Rahmen der Auflösung wurden die zweiten Einschüsse exakt in die bereits vorhandenen Löcher abgegeben. Somit ist sichergestellt, dass sowohl die Fehler in der Reproduzierbarkeit ( $200\ \text{nm}$ ), als auch die Fehler, die durch den räumlichen Jitter bei Verwendung der PSO-Funktion entstehen ( $200\ \text{nm}$ ), so gering sind, dass sie vernachlässigt werden können. Damit ist es möglich, die gleiche Stelle während einer Bearbeitung mehrfach zu belichten, um Material z.B. schichtweise abzutragen, oder stufenweise zu modifizieren (vgl. Kapitel 4.1.4).

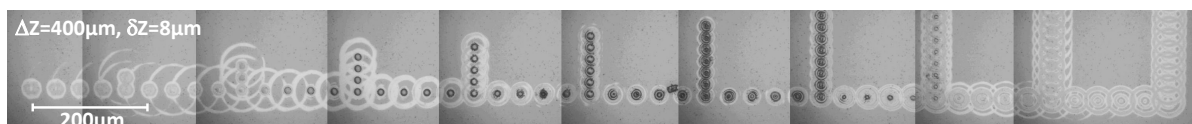
## 2.3 Abweichungen von der Gaußschen Intensitätsverteilung

Das in Abbildung 2.18 gezeigte Abtragsbild zeigt eine kontinuierliche Zunahme des Durchmessers der abgetragenen Bereiche mit größerem Abstand zur Strahltaille, wie es nach Gleichung 2.6 zu erwarten ist. In Abbildung 2.20 ist eine analoge Bearbeitung gezeigt, bei der die identische asphärische Fokuslinse verwendet wurde (Asphericon 25-30 FPX). Allerdings fand vor dem Strahleintritt in die Fokuslinse eine Aufweitung des Laserstrahls durch ein Teleskop mit 4-facher Vergrößerung statt, so dass sich ein Eintrittsstrahlradius von 5 mm ergab. Betrachtet man den Bereich der Einschüsse, in dem sich der Fokus über der Siliziumoberfläche befand (linker Bereich), so besitzt der abgetragene Bereich die Form eines zentralen Kreises der eine hohe Fluenz beinhaltet, sowie eines konzentrischen Rings um diesen Kreis, mit geringerer Fluenz. Die Radien des Rings und des zentralen Kreises nehmen mit kleiner werdendem Abstand zur Strahltaille ab und können aufgrund der zunehmenden Fluenz im Bereich der Strahltaille nicht mehr aufgelöst werden. Wird der Abstand zwischen Linse und Oberfläche kleiner als die Brennweite (rechter Bereich), so ergibt sich ein etwas anderes Bild. Der zentrale Kreis besitzt jetzt eine geringere Fluenz, die sich stattdessen auf die konzentrischen Ringe verlagert.

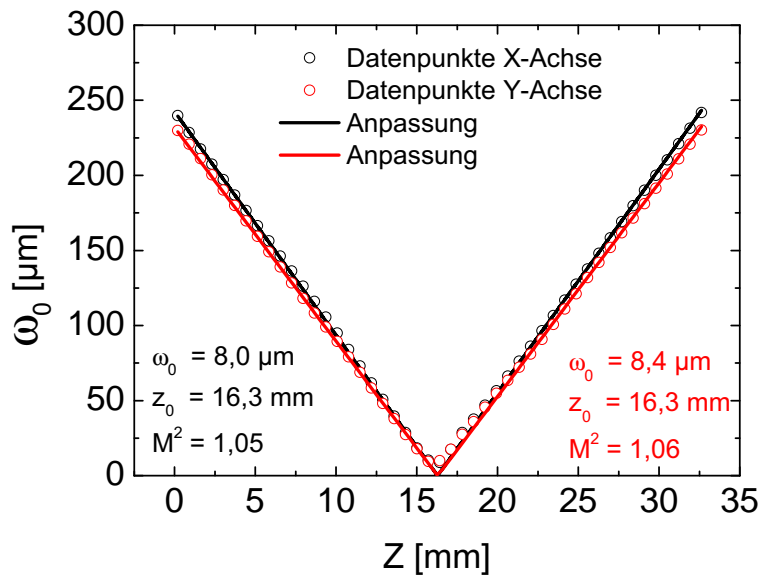
Obwohl die verwendete asphärische Linse in Kombination mit der Strahlaufweitung eine kleinere Strahltaille und damit eine höhere Präzision bei der Bearbeitung zur Folge haben sollte, ergab sich der umgekehrte Fall. Die bisher durchgeführten Simulationsergebnisse konnten die beobachtete Intensitätsverteilung nicht wiedergeben. Deshalb wurde die Ursache für die Unterschiede näher untersucht.

### 2.3.1 Bestimmung der Beugungsmaßzahl $M^2$

Um sicherzustellen, dass die Laseremission des Ultrakurzpulslaser auf der Gaußschen Grundmode stattfindet und keine höheren Ordnungen beteiligt sind, wurde die Beugungsmaßzahl  $M^2$  bestimmt. Hierzu wurde der Laserstrahl durch eine sphärische Linse mit einer Brennweite von  $f=60$  mm fokussiert und die Strahlradien an mehreren Positionen entlang der optischen Achse im Bereich der Strahltaille vermessen. Zur Messung der Strahltaillen wurde das Beamscope P8 verwendet, das über eine zusätzliche motorisierte Achse (Dataray, BeamScope  $M^2$  Stage) verfügt, um Messungen in definierten Abständen



**Abbildung 2.20:** Einzelne Laserpulse, die auf einen Siliziumwafer abgegeben wurden und keine Gaußsche Intensitätsverteilung aufweisen. Mit zunehmendem Abstand zur Strahltaille zeigen sich konzentrische Ringe. Als Fokuslinse wurde eine asphärische Linse in Kombination mit einer 4-fachen Strahlaufweitung verwendet.

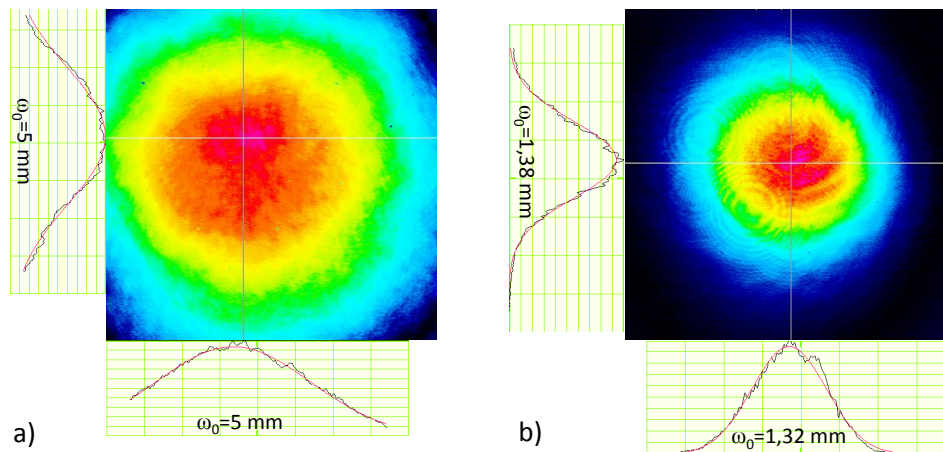


**Abbildung 2.21:** Radius eines fokussierten Laserstrahls ( $1/e^2$ ) in der x- und y-Achse, der gegen den Abstand entlang der optischen Achse aufgetragen ist. Durch Anpassen der Gleichung 2.15 an die Messdaten kann die Beugungsmaßzahl, der Radius der Strahltaille und die Lage der Strahltaille bestimmt werden.

entlang der optischen Achse durchzuführen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 2.21 gezeigt. Der Strahlradius wurde getrennt für die X- und Y-Achse gemessen. Durch Anpassen von Gleichung 2.15 an die Messdaten kann die Beugungsmaßzahl, der Radius der Strahltaille sowie die Lage der Strahltaille bestimmt werden, die ebenfalls in Abbildung 2.21 gezeigt sind. Die nahezu identischen Radien der Strahltaillen, sowie deren identische Lage entlang der optischen Achse zeigen, dass der Strahl weder eine elliptische Form noch einen ausgeprägten Astigmatismus aufweist. Die Ergebnisse der Beugungsmaßzahl belegen, dass der Laserstrahl in beiden Richtungen mit  $M_x^2=1,05$  und  $M_y^2=1,06$  dem theoretischen Limit von eins sehr nahe kommt und somit die Laserquelle als Ursache der Fokusprobleme ausgeschlossen werden kann.

### 2.3.2 Fernfeldanalyse

In einem nächsten Schritt wurde das Strahlprofil im Anschluss an die Strahlaufweitung analysiert. Abbildung 2.22 a zeigt die farbkodierte Intensitätsverteilung sowie die Querschnitte durch die beiden Hauptachsen des aufgeweiteten Laserstrahls (4-fach Strahlaufweitung). Durch die Anpassung einer Gaußverteilung an die beiden Querschnitte der Intensitätsverteilungen ergibt sich ein Radius von  $\omega_0=5$  mm des aufgeweiteten Strahls. Mit Ausnahme einer erhöhten Rauheit weist der Laserstrahl weiterhin eine Gaußsche Intensitätsverteilung auf, weshalb auch die Strahlaufweitung als Ursache ausgeschlossen wurde. Da ein Austausch sämtlicher Umlenkspiegel auch keine Verbesserung in der Qualität des Fokus brachte, kam nur noch die Fokusslinse selbst als Ursache in Betracht.

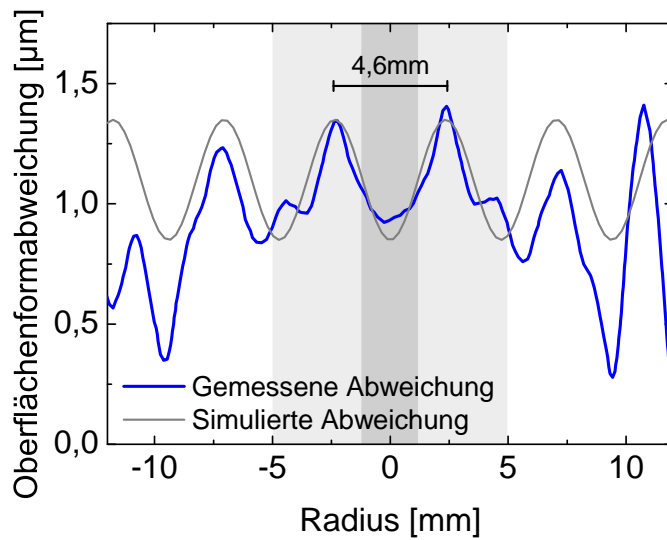


**Abbildung 2.22:** a) Intensitätsverteilung des Laserstrahls bei 355 nm nach einer 4-fachen Strahlaufweitung. Die Querschnitte der Intensitätsverteilung zeigen eine Gaußsche Verteilung. b) Fernfeld einer asphärischen Linse in einem Abstand von 7,7 mm hinter der Strahltaile, dessen Intensitätsverteilung ebenfalls eine Gaußsche Form aufweist.

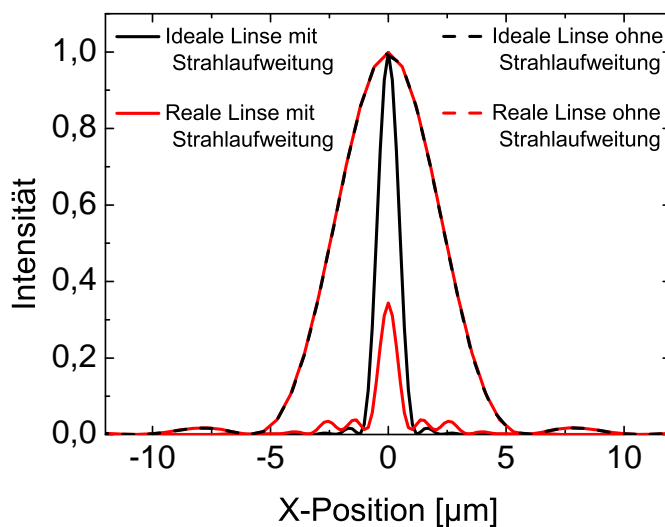
Aufgrund der nicht ausreichenden Auflösung der zur Verfügung stehenden Messgeräte war eine Bestimmung der Intensitätsverteilung im Bereich der Strahltaile nicht zuverlässig möglich und konnte deshalb nur indirekt durch die bereits gezeigte Materialbearbeitung durchgeführt werden. Deshalb konnte nur eine Analyse des Fernfeldes der Fokusslinse durchgeführt werden, die in Abbildung 2.22 b gezeigt ist. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die Querschnitte der Intensitätsverteilung zeigt, dass bei großem Abstand zum Fokuspunkt (7,7 mm) wieder eine gaußförmige Intensitätsverteilung vorliegt und die konzentrischen Ringe nicht sichtbar sind. Die Ringstrukturen, die sich innerhalb des Gaußprofils befinden, sind auf Beugung an Staubpartikel zurückzuführen, die sich auf der Oberfläche der Linse befinden.

### 2.3.3 Oberflächenformabweichung

Als Ursache für die Abbildungsfehler im Bereich der Strahltaile konnten somit nur noch Abweichungen der realen von der idealen asphärischen Form in Frage kommen. Die Herstellung der asphärischen Linse verläuft in mehreren Schritten [23]. Zuerst wird der rohe Glaskörper auf einem Halter fixiert und die asphärische Form durch Schleifen mit einer CNC-Maschine hergestellt. Die geschliffene Oberfläche wird anschließend durch taktile Messsysteme vermessen und in einem zweiten Schritt durch eine CNC-Maschine poliert. Danach wird die Oberfläche erneut taktile bzw. interferometrisch vermessen und kann bei hohen Anforderungen an die Oberflächengenauigkeit erneut einer Korrekturpolitur unterzogen werden. Trotz dieses mehrstufigen Herstellungsprozesses ergeben sich Abweichungen zur idealen Form. Die Firma Asphericon stellte das Ergebnis der abschließenden taktilen Messung der erworbenen Linse zur Verfügung. Das Ergebnis ist anhand der blauen Kurve in Abbildung 2.23 dargestellt. Diese zeigt die Oberflächenformabweichung zu der gewünschten asphärischen Form über den Radius der Linse. Die Abweichung weist eine



**Abbildung 2.23:** Taktile Messungen zur Bestimmung der Oberflächenformabweichung bei der verwendeten asphärischen Linse Asphericon 25-30FPX-S mit der Linsennummer 80 (blaue Kurve). Die Messung wurde von der Firma Asphericon GmbH zur Verfügung gestellt. Die graue Kurve zeigt die in der Simulation verwendete Abweichung von der idealen asphärischen Form. In dem Bereich der Linse, der durch den Laserstrahl ausgeleuchtet wird (hellgrau und dunkelgrau hinterlegt), kommt diese Näherung den Messwerten sehr nahe.

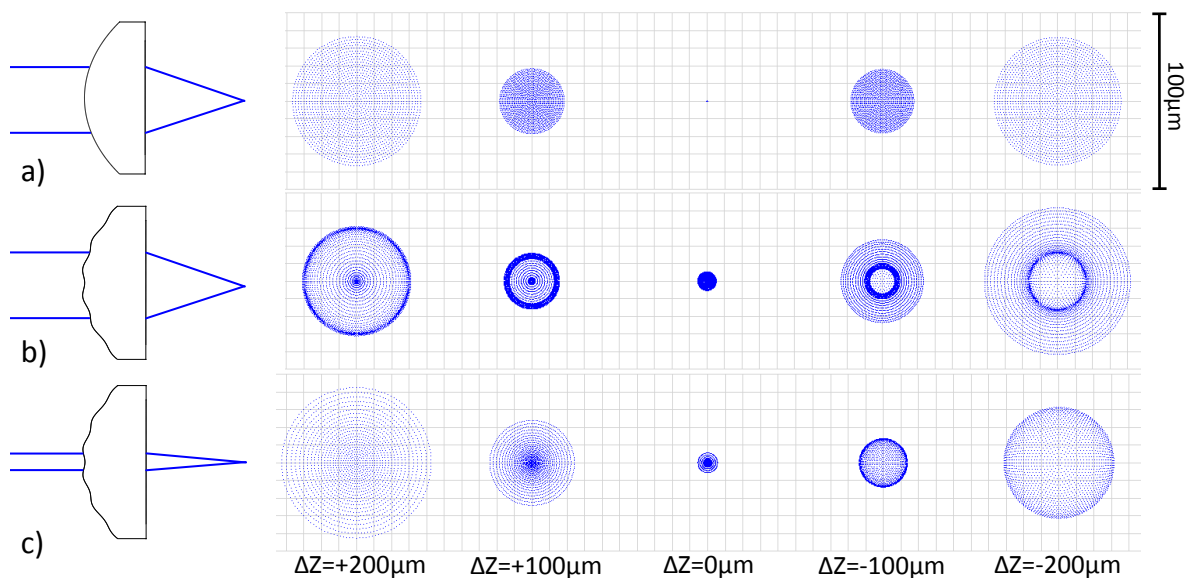


**Abbildung 2.24:** Berechnete Punktspreizfunktion des durch die asphärische Linse erzeugten Fokuspunktes, bei Verwendung einer Strahlaufweitung (durchgezogene Kurven), sowie ohne Strahlaufweitung (gestrichelte Kurven). Zum Vergleich sind die Punktspreizfunktionen bei einer idealen asphärischen Oberfläche gezeigt.

periodische Variation auf mit einer Periode im Bereich von 4,6 mm und einer Amplitude von 500 nm, wobei die absolute Abweichung zwischen 0,5  $\mu\text{m}$  und 1,5  $\mu\text{m}$  variiert.

Da sich die periodische Variation über einen Bereich von einigen Millimeter erstreckt, lässt sich diese Abweichung gut durch Raytracing simulieren. Hierzu wurde die gemessene Oberflächenformabweichung durch eine Kosinusfunktion angenähert (graue Kurve). Wie in Abbildung 2.23 zu erkennen ist, kommt diese Näherung dem realen Verlauf in dem Bereich der Linse, der durch den Laserstrahl ausgeleuchtet wird, sehr nahe. Der ausgeleuchtete Bereich der sich bei Verwendung der 4-fachen Strahlaufweitung ergibt, ist hellgrau hinterlegt, der Bereich der ohne Strahlaufweitung ausgeleuchtet wird, dunkelgrau. Die Kosinusfunktion mit einer Periode von 4,6 mm und einer Amplitude von 500 nm wurde der asphärischen Form der Linse überlagert.

Abbildung 2.24 zeigt die mit „ZEMAX“ berechneten Punktspreizfunktionen des simulierten Fokuspunktes. Wird der Laserstrahl auf einen Radius von 5 mm aufgeweitet und trifft dann auf die asphärische Linse unter Vernachlässigung der Oberflächenformabweichung, so ergibt sich ein nahezu beugungsbegrenzter Fokus und die gesamte Intensität konzentriert sich in einem zentralen Maximum (schwarze durchgezogene Kurve). Unter Berücksichtigung der Oberflächenformabweichung ändert sich die Punktspreizfunktion deutlich. Die Intensität des zentralen Maximums fällt geringer aus und verlagert sich in Nebenmaxima (rote durchgezogene Kurve), so dass es bei hohen Fluenzen zu einem größeren abgetragenen Bereich mit konzentrischen Ringen kommt, wie es auch die experimentellen Ergebnisse außerhalb des Fokus zeigen. Wird die Strahlaufweitung entfernt,

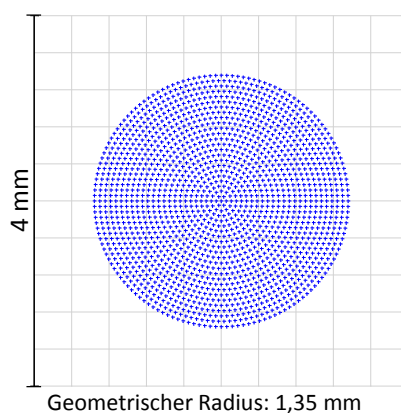


**Abbildung 2.25:** Simulierter Querschnitte des Laserstrahls bei unterschiedlichen Abständen zu der Strahltaile, die durch die asphärische Linse erzeugt wird, für den Fall einer a) idealen asphärischen Oberfläche sowie einer b) Oberfläche mit zusätzlicher Oberflächenformabweichung, beide bei aufgeweitetem Eintrittsstrahl. c) Ergebnisse bei Verwendung der asphärischen Linse ohne Strahlaufweitung. Aus Gründen der Sichtbarkeit wurde die Oberflächenformabweichung in den Abbildungen der Linse um Faktor 1000 überhöht.

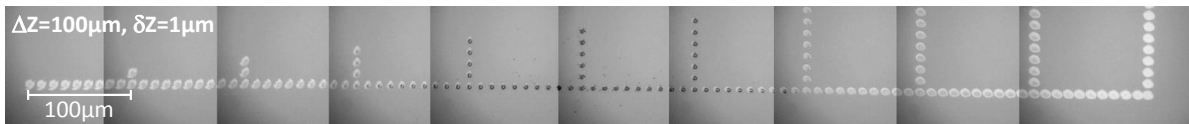
so dass sich der Eintrittsstrahl auf einen Radius von 1,18 mm reduziert, dann ist aus Abbildung 2.24 ersichtlich, dass die Oberflächenformabweichung keine Auswirkungen auf die Punktspreizfunktion hat (gestrichelte Linien).

Neben der Punktspreizfunktion lassen sich auch der Querschnitt der Strahltaile und die Querschnitte in definierten Abständen entlang der optischen Achse darstellen. Abbildung 2.25 zeigt Querschnitte in einem Abstand von 100  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  vor und hinter dem Fokuspunkt. Bei Verwendung einer idealen asphärischen Oberfläche und eines aufgeweiteten Eintrittsstrahls (Abb.: 2.25 a) ergibt sich ein homogen ausgeleuchteter Bereich, dessen Größe mit zunehmendem positiven und negativen Abstand zur Strahltaile symmetrisch zunimmt. Abbildung 2.25 b zeigt das Ergebnis bei Vorhandensein der Oberflächenformabweichung. Neben einer vergrößerten Strahltaile ergibt sich bei positiven Abständen zur Strahltaile ein ausgeprägter konzentrischer Ring um ein zentrales Maximum, dessen Durchmesser mit zunehmendem Abstand zur Strahltaile zunimmt. Betrachtet man den Strahlquerschnitt bei negativen Abständen zur Strahltaile, so ergibt sich auch hier eine Ringstruktur, allerdings mit fehlendem zentralen Maximum. Abbildung 2.25 c zeigt die Ergebnisse bei Entfernen der Strahlaufweitung und Vorhandensein der Oberflächenformabweichung. Bei positiven Abständen zur Strahltaile ist die Ringstruktur nicht mehr zu beobachten, während sie bei kleineren Abständen deutlich schwächer ausgeprägt ist, so dass die Abbildung einer idealen Linse sehr nahe kommt.

Obwohl die Annäherung an die Oberflächenformabweichung durch eine Kosinusfunktion die tatsächlichen Verhältnisse nicht exakt widerspiegelt, lassen sich die experimentell beobachteten Effekte gut reproduzieren. Das wird auch deutlich, wenn man das simulierte Fernfeld der asphärischen Linse bei aufgeweitetem Eintrittsstrahl und Vorhandensein der Oberflächenformabweichung in Abbildung 2.26 mit der gemessenen Intensitätsverteilung aus Abbildung 2.22 b vergleicht. Ergab sich in einem Abstand von 200  $\mu\text{m}$  hinter der Strahltaile noch eine ausgeprägte Ringstruktur, so ist in einem Abstand von 7,5 mm eine homogene Ausleuchtung zu beobachten, wie es auch die Messung der Intensitätsverteilung zeigt.



**Abbildung 2.26:** Simuliertes Fernfeld der asphärischen Linse mit Oberflächenformabweichung und Strahlaufweitung. Der Abstand zur Strahltaile beträgt 7,5 mm.



**Abbildung 2.27:** Einzelne Laserpulse die durch ein Triplet Linsensystem mit einer Brennweite von 25 mm unter Verwendung einer 4-fachen Strahlaufweitung fokussiert wurden.

Da auch die Beschaffung weiterer, vom Hersteller bezüglich der Oberflächenformabweichung selektierter asphärischer Linsen, nicht den gewünschten beugungsbegrenzten Fokus lieferten, wurde stattdessen das Triplet Linsensystem ( $f=25$  mm) in Kombination mit einer 4-fachen Strahlaufweitung verwendet (Strahlengang # 3), um einen möglichst kleinen beugungsbegrenzten Fokus zu realisieren. Dieses nutzt drei sphärische Linsen zur Fokussierung des Laserstrahls, um Abbildungsfehler zu korrigieren. Aufgrund der sphärischen Oberfläche ist eine höhere Formtreue bei der Herstellung möglich, so dass die Oberflächenformabweichungen geringer ausfallen. Bei Verwendung der 4-fachen Strahlaufweitung nutzt der Eintrittsstrahl mit einem Durchmesser von 10 mm die freie Apertur des Linsensystem von 12 mm fast vollständig aus. Abbildung 2.27 zeigt einzelne Einschüsse von Laserpulsen, die mit dieser Linsenkombination auf einen Siliziumwafer abgegeben wurden. Der Abstand zwischen den einzelnen Einschüssen betrug  $\delta y=10$   $\mu\text{m}$ , wobei mit jedem Einschuss der Fokus um  $\delta z=1$   $\mu\text{m}$  verändert wurde. Im Gegensatz zu der asphärischen Linse zeigen die Bearbeitungsergebnisse des Triplet Linsensystems deutlich bessere Resultate.

### Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurde erfolgreich eine Laserbearbeitungsanlage aufgebaut, deren Anlagenkonzept es erlaubt, Materialbearbeitung mit einer höheren Präzision durchzuführen, wie dies mit kommerziell erhältlichen Anlagen der Fall ist. Der verwendete Ultrakurzpulslaser emittiert Laserpulse mit einer Pulsdauer von  $\tau = 10$  ps bei Wellenlängen von 1064 nm, 532 nm und 355 nm. Mit Hilfe der „Pulse on Demand“ Funktion ist es möglich, einzelne Laserpulse konstanter Energie bei Bedarf abzurufen. Die emittierten Laserpulse werden durch asphärische Linsen und Triplett Linsensysteme fokussiert, deren Strahlaufweitungen mit Hilfe von Raytracingsimulationen optimiert wurden. Die Fokussierung des Laserstrahls auf Foki im einstelligen Mikrometerbereich macht die Verwendung eines Achssystems notwendig, dessen Positionsgenauigkeit unterhalb der Auflösung des Fokus liegt. Durch Kombination der positionssynchronen Ausgangssignale des Achssystems mit der „Puls on Demand“ Funktion des Lasers ist es möglich, Laserpulse in definierten räumlichen Abständen abzugeben, unabhängig der aktuellen Schreibgeschwindigkeit bzw. Beschleunigung. Nach der Kalibrierung sämtlicher Komponenten erlauben die hochauflösenden Inspektionssysteme die exakte Justage bereits vorstrukturierter Proben. Bei Verwendung einiger asphärischer Linsen ist es nicht möglich, einen beugungsbegrenzten Fokus zu erhalten, obwohl sich die Beugungsmaßzahl des Lasers nahe dem theoretischen

Limit von eins befindet. Raytracingsimulationen haben gezeigt, dass Abweichungen der Oberfläche von der idealen asphärischen Form dafür verantwortlich sind, dass sich kein beugungsbegrenzter Fokus ergibt. Durch die Verwendung eines tripletts Linsensystems sind dennoch beugungsbegrenzte Foki im Bereich nahe einem Mikrometer möglich.

## Kapitel 3

# Grundlagen der Licht-Materie Wechselwirkung

Die entscheidende Aufgaben der Lasermaterialbearbeitung besteht darin, eine definierte Menge an Energie in einer kurzen Zeitspanne in einem möglichst räumlich eng begrenzten Gebiet zu deponieren. Das erlaubt den Abtrag bzw. die Modifikation der Eigenschaften von Materie, ohne dabei benachbarte Bereiche zu beeinflussen. Die Art der Veränderungen können durch Laserparameter wie eingestrahlte Pulsenergie, Anzahl der Pulse, Pulsdauer oder Wellenlänge beeinflusst werden. Die Bestrahlung durch intensive elektromagnetische Wellen bewirkt Veränderungen der Materie, die sich auf Längenskalen im atomaren Bereich, bis hin zu makroskopischen Erscheinungen erstrecken.

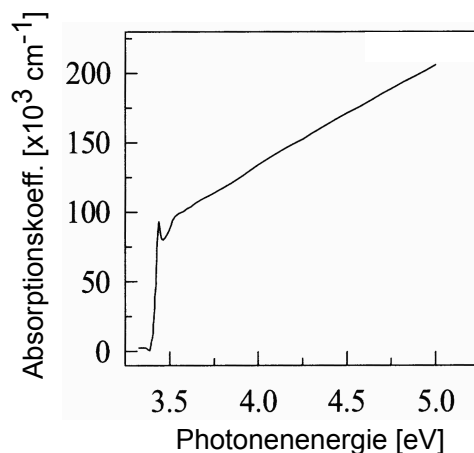
### 3.1 Ausbreitung von Licht in Materie

Trifft eine elektromagnetische Welle auf die Oberfläche von Materie, so wird aufgrund des Unterschiedes im Brechungsindex an rauen Oberflächen ein Teil der Welle gestreut. Die Art der Streuung  $S$  hängt dabei von der Wellenlänge des Lichts, sowie der Größe der Strukturen  $d_{Strukt}$  auf der Oberfläche ab. Im Fall von  $\lambda \gg d_{Strukt}$  spricht man von Rayleigh-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei wellenlängenabhängig ( $\sigma \propto 1/\lambda^4$ ). Für den umgekehrten Fall ( $\lambda \ll d_{Strukt}$ ) lässt sich die Streuung durch Reflexion an der Oberfläche in unterschiedliche Richtungen beschreiben. Liegt die Wellenlänge in der Größenordnung der Strukturgröße, so spricht man von Mie-Streuung. Bei glatten Oberflächen wird ein Teil der elektromagnetische Welle zurückreflektiert. Im allgemeinen hängt der Anteil  $R$  des zurückreflektierten Lichts vom Einfallswinkel  $\theta$ , der Polarisationsrichtung relativ zur Oberfläche  $s$  bzw.  $p$  und dem Unterschied im Brechungsindex, zwischen dem umgebenden Medium  $n_1$  und dem Brechungsindex  $n_2$  des betreffenden Materials ab. Im Falle des senkrechten Einfalls auf eine ebene Oberfläche ist die Reflexion jedoch polarisationsunabhängig und kann über die bekannte Fresnel Gleichung berechnet werden [24]:

$$R = R_s = R_p = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.1)$$

Der Teil der elektromagnetischen Welle, der nicht gestreut bzw. reflektiert wird, tritt in das Material ein. Die zugehörige Transmission  $T$  ergibt sich aus  $T = 1 - R - S$  und hängt vom Brechungsindex  $n(\lambda)$  und damit auch von der Wellenlänge ab. Ferner geht die Temperatur über die Änderung in der Bandstruktur, der Dielektrizitätszahl und den Aggregatzustand ein [25].

Der Teil der elektromagnetischen Welle, der in das Material eindringt, erfährt aufgrund von Absorption eine Abnahme der Intensität mit zunehmender Eindringtiefe. Die Ab-



**Abbildung 3.1:** Absorptionskoeffizient einer 400nm dicken GaN-Schicht bei Raumtemperatur in Abhängigkeit der Photonenergie. (Entnommen aus [27])

nahme wird durch den materialspezifischen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  bestimmt, der im allgemeinen von der Wellenlänge und Temperatur abhängt [26]. Nimmt man einen konstanten Absorptionskoeffizienten an, so folgt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz für die Abnahme der Intensität  $I$  mit der Eindringtiefe  $z$ :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (3.2)$$

$I_0$  bezeichnet die Intensität an der Oberfläche, unter Berücksichtigung der Reflektionsverluste. Als optische Eindringtiefe  $d$  wird die Tiefe definiert, bei der die Intensität auf  $1/e$  ihres ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Abbildung 3.1 zeigt den Absorptionskoeffizienten von GaN in Abhängigkeit der Photonenergie. Oberhalb der Bandlückenenergie von 3,41 eV tritt hohe Absorption auf, so dass i.A. die Eindringtiefe gegenüber der Schichtdicke gering ist. Im Fall von GaN beträgt die Eindringtiefe bei 3.49 eV ( $\cong 355 \text{ nm}$ ) gerade 130 nm und nimmt zu höheren Photonenergien deutlich ab. Damit kann bei kürzeren Wellenlängen eine bessere räumliche Lokalisierung und damit eine höhere Selektivität zwischen dem bearbeiteten Bereichen an der Oberfläche und den unbearbeiteten Bereichen im Volumen erreicht werden.

Die bisherigen Betrachtungen beruhen lediglich auf linearen Effekten in der Absorption der elektromagnetischen Welle, wie sie für geringe Anregungsdichten z.B. durch Dauerstrichlaser oder gepulste Laser im Nanosekundenbereich gerechtfertigt sind [26]. Eine Ausnahme davon stellt z.B. GaN dar, das nichtlineare Änderungen im Absorptionskoeffizienten zeigt, wenn die Anregung im Bereich der Bandlückenenergie stattfindet [28]. Findet die Bestrahlung bei höheren Intensitäten statt, wie sie beispielsweise bei gepulsten Lasern im ps- und fs-Bereich erreicht werden, so können nichtlineare Prozesse zur Absorption beitragen, die den Absorptionskoeffizienten deutlich erhöhen, wodurch transparente Materialien wie Dielektrika oder Halbleiter überhaupt erst bearbeitet werden können (vgl. Kapitel 3.2.2). Durch den nichtlinearen Brechungsindex einiger Materialien (Kerr Effekt) können bei Bestrahlung mit hohen Intensitäten weitere Effekte auftreten, wie z.B. die Selbstfokussierung des Laserstrahls [29, 30].

## 3.2 Absorptionsmechanismen

Der Absorptionskoeffizient beschreibt lediglich die Abnahme der Lichtintensität mit zunehmender Tiefe. Der genaue Wechselwirkungsmechanismus, der zur Absorption einer elektromagnetischen Welle führt, ist jedoch materialspezifisch. Im Allgemeinen tritt Wechselwirkung nur mit den Elektronen eines Atoms auf, da die Atomkerne aufgrund ihrer hohen Masse den Frequenzen im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich nicht folgen können. Bei den Elektronen wiederum, können die Rumpfelektronen aufgrund ihrer hohen Bindungsenergie nicht zur Absorption der elektromagnetischen Strahlung im sichtbaren Spektralbereich beitragen.

### 3.2.1 Lineare Absorption

Im Fall von *Metallen* findet Absorption hauptsächlich durch freie Elektronen über den Effekt der inversen Bremsstrahlung statt [31]. Eine wichtige Rolle bei der Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung spielt dabei die Plasmafrequenz:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (3.3)$$

$N_e$  bezeichnet die Elektronendichte,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätszahl. Bei Frequenzen, die unterhalb der Plasmafrequenz liegen, schirmen die Elektronen das äußere elektrische Feld ab, so dass Metalle eine hohe Reflektivität und einen hohen Absorptionsgrad aufweisen. Liegen die Frequenzen oberhalb von  $\omega_p$ , so fällt die Reflektivität sowie der Absorptionsgrad stark ab, da in diesem Fall die Elektronen dem äußeren Feld nicht mehr folgen können und die Abschirmung verloren geht [32]. Neben der Absorption durch freien Elektronen können elektromagnetische Wellen u.a. auch durch Defekte und Verunreinigungen im Material absorbiert werden, da dort zusätzliche elektronische oder vibronische Zustände gebildet werden.

Im Fall von *Dielektrika* und intrinsischen *Halbleitern* erfolgt die Absorption einer elektromagnetischen Welle überwiegend durch die resonante Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband (Interbandabsorption), wenn die Photonenenergie oberhalb der Bandlückenenergie liegt. Bei hohen Temperaturen oder im Fall dotierter Halbleiter können bereits freie Ladungsträger im Leitungsband vorliegen, so dass in diesem Fall auch Anregungen innerhalb eines Bandes stattfinden können (Intrabandabsorption). Durch Defekte, Verunreinigungen oder Dotierungen bilden sich auch in der Bandlücke Energiezustände aus, so dass direkte Absorption auch bei Photonenenergien unterhalb der Bandlückenenergie stattfinden kann.

Eine Ausnahme von der Anregung der Elektronen durch eine elektromagnetische Welle, bildet die resonante Anregung hochfrequenter Phononen im infraroten Spektralbereich [33].

### 3.2.2 Nichtlineare Absorption

Ist die eingestrahlte Photonenenergie geringer als die Bandlückenenergie, so kann, abgesehen von Energiezuständen innerhalb der Bandlücke, ein einzelnes Photon kein Elektron-Loch Paar bilden, weshalb das Material bei dieser Wellenlänge transparent ist. Bei Einstrahlung hoher Intensitäten können dennoch über nichtlineare Prozesse Photonen absorbiert werden. Diese Prozesse lassen sich in zwei Klassen einteilen: Photoionisation und Avalanche Ionisation [34]. Im Fall der Photoionisation werden Elektronen durch das elektrische Feld direkt angeregt. Zwei mögliche Prozesse tragen zur Photoionisation bei: Die Multiphotonenabsorption und die Tunnelionisation.

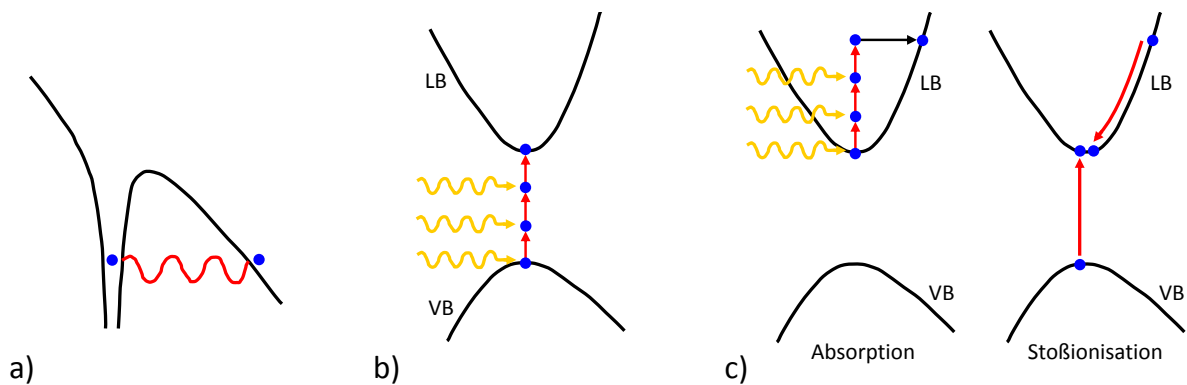
Im Fall der *Tunnelionisation* bewirkt das elektrische Feld eine Deformation der Potentialbarriere eines Atoms. Bei sehr starken elektrischen Feldern kann die Deformation der Barriere so groß werden, dass Elektronen durch die verbleibende sehr kurze Barriere hindurch tunneln können und somit zu freien Elektronen werden. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.2 a schematisch dargestellt. Tunnelionisation dominiert im Fall von starken elektrischen Feldern und langen Wellenlängen [34].

Bei der *Multiphotonenabsorption* absorbiert ein einzelnes Elektron zeitgleich mehrere Photonen, so dass die absorbierte Gesamtenergie der  $n$  Photonen mindestens der Bandlückenenergie entspricht ( $n\hbar\omega \geq E_g$ ). Der Prozess tritt hauptsächlich bei starken elektrischen Feldern und kurzen Wellenlängen auf, die jedoch noch nicht ausreichen um lineare Absorption hervorzurufen [34]. Eine schematische Abbildung der Multiphotonenabsorption zeigt Abbildung 3.2 b.

Die *Avalanche Ionisation* als dritter nichtlinearer Absorptionsmechanismus setzt ein bereits vorhandenes Elektron im Leitungsband voraus (Abbildung 3.2 c). Dieses kann sequentiell Energie mehrerer Photonen absorbieren, wodurch es aus dem Leitungsbandminimum angehoben wird. Sobald die Energiedifferenz zum Leitungsbandminimum die Bandlückenenergie übersteigt, kann die absorbierte Energie durch Stoßionisation an ein Valenzbandelektron abgegeben werden. Nach dem Energieübertrag befinden sich beide beteiligten Elektronen im Leitungsbandminimum [35]. Dieser Absorptionsprozess setzt sich so lange fort, wie der Laserpuls anhält, weshalb sich die Anzahl von Leitungsbandelektronen exponentiell erhöht. Die Avalanche Ionisation tritt besonders bei Pulslängen oberhalb 200 fs auf [36].

## 3.3 Thermalisierung

Unmittelbar nach der Anregung befinden sich die Elektronen in einem Nichtgleichgewichtszustand. Während dieser Zeit bewegen sich Elektronen mit ballistischer Geschwindigkeit (ballistische Elektronen) und tragen zur Ausbreitung der Energie im Festkörper bei. Aufgrund des Nichtgleichgewichtszustandes ist eine Definition der Elektronentemperatur zu diesem Zeitpunkt nicht möglich. Die ballistischen Elektronen thermalisieren auf einer Zeitskala von  $\tau_e = 10 \text{ fs} - 1 \text{ ps}$  hauptsächlich durch Elektron-Elektron Stöße. Nachdem das Elektronensystem zu einer Fermi-Dirac-Verteilung relaxiert ist (heiße Elektronen), kann eine Elektronentemperatur  $T_e$  definiert werden.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung nichtlinearer Absorptionsmechanismen bei Bestrahlung von Dielektrika und Halbleitern mit intensiver elektromagnetischer Strahlung. a) Tunnelionisation b) Multiphotonenabsorption c) Avalanche Ionisation

Im Anschluss an die Thermalisierung des Elektronensystems findet ein Übertrag der Energie durch Wechselwirkung der Elektronen mit Phononen an das Gitter statt, da sich die beiden Systeme noch im Nichtgleichgewicht befinden. Die Zeitkonstante für diesen Übertrag hängt von der Art des Materials ab und findet so lange statt, bis sich die Gittertemperatur  $T_l$  der Elektronentemperatur angeglichen hat ( $T_e = T_l$ ). Im Fall von Metallen liegt die Zeitkonstante für die Thermalisierung im Bereich von  $\tau_{e-ph} = 1 \text{ ps} - 100 \text{ ps}$ . Mit abnehmender Leitfähigkeit des Materials nimmt die Zeitkonstante zu und erreicht im Fall von Nichtleitern Werte im Bereich von  $\mu\text{s}$  [37]. Nach der Thermalisierung der beiden Systeme findet die Wärmeausbreitung zwischen dem heißen bearbeiteten Bereich und dem kalten umgebenden Material durch konventionelle Diffusion mit der Zeitkonstanten  $\tau_{ph-ph}$  statt (Phonon-Phonon Wechselwirkung), die i.A. auf einer Zeitskala von  $>100 \text{ ps}$  abläuft.

Die Zeitkonstante  $\tau_{e-ph}$  wird verwendet, um die am Materialabtrag beteiligten Prozesse einzugruppiert. Ist die Anregungsrate der Elektronen durch den Laser gering im Vergleich zur Thermalisierungsrate zwischen Elektronen und Phononen, so spielen die angeregten kurzlebigen Zustände im Elektronensystems keine Rolle und können vernachlässigt werden. Man kann die Anregung durch den Laser vielmehr als Abgabe der Energie direkt an das Gitter betrachten, also den Transfer der Energie direkt in Wärme. Im Allgemeinen trifft dieser Fall bei langen Laserpulsen im Nanosekundenbereich und darüber zu ( $\tau \gg \tau_{e-ph}$ ). Dieser Vorgang wird auch photothermischer Prozess (Pyrolyse) genannt und kann rein thermisch betrachtet werden [26].

Ist die Anregungsrate des Lasers allerdings sehr hoch im Vergleich zur Thermalisierungsrate, so kann die im Puls absorbierte Energie der hochangeregten Elektronen bereits ausreichen, um atomare Bindungen aufzubrechen. Diese nichtthermische Reaktion wird auch photochemischer Prozess (Photolyse) genannt. Im Fall einer reinen photochemischen Bearbeitung findet kein Energieübertrag an das Gitter statt ( $\tau \ll \tau_{e-ph}$ ), so dass auch die Temperatur des umliegenden Materials unverändert bleibt, weshalb dieser Prozess auch als „kalter“ Abtrag bezeichnet wird. Damit solch ein Abtrag stattfindet, muss entweder

die Photonenenergie des einfallenden Lichts größer als die Bindungsenergie sein, oder die Intensität des Laserpulses muss hoch genug sein, um durch Mehrfachabsorption Bindungen aufzubrechen, wie es bei ultrakurzen Pulsen im fs-Bereich der Fall ist [31]. In der Realität können bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Pulsen dennoch thermische Effekte auftreten, wenn das hoch angeregte Elektronensystem mit dem Phononensystem thermalisiert, nachdem der Energieeintrag des Laserpulses längst vorbei ist [38]. Dieser Vorgang, bei dem sowohl thermische als auch nichtthermische Prozesse beteiligt sind, wird häufig photophysikalischer Prozess genannt [37].

### 3.4 Zweitemperatur-Modell

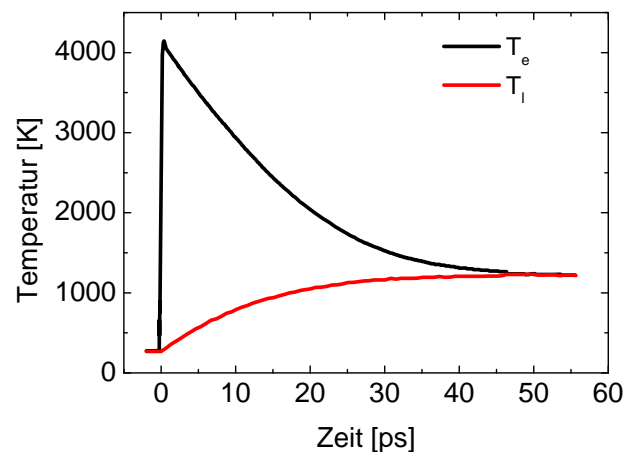
Zur quantitativen Beschreibung der Thermalisierungsprozesse wird das Zweitemperatur-Modell herangezogen, das die Temperaturen der Elektronen und des Gitters getrennt betrachtet. Nach der Thermalisierung des Elektronensystems befinden sich die heißen Elektronen in einem kalten Gitter und ihr Zustand kann durch die Temperatur  $T_e$  bzw.  $T_l$  beschrieben werden. Die Abkühlung der Elektronen erfolgt durch deren Diffusion im Elektronengas und die Kopplung an das Gitter. Im Fall von Metallen und Halbleitern, deren Bandlückenenergie  $E_g$  kleiner als die Photonenenergie der Laserstrahlung ist, kann zur numerischen Beschreibung der Temperaturverteilung zwischen Elektronensystem und Gitter das von Anisimov et al. [39] vorgeschlagene Zweitemperatur-Modell verwendet werden. Der Thermalisierungsprozess wird durch zwei zeit- und temperaturabhängige gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben, eine Gleichung für das Elektronensystem, die andere für das Gitter:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \underbrace{\nabla(\kappa_e \nabla T_e)}_{\text{Elektronendiffusion}} - \underbrace{g_{e-ph}(T_e - T_l)}_{\text{Kopplung}} + \underbrace{Q(\vec{x}, t)}_{\text{Quellterm}} \quad (3.4)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \underbrace{\nabla(\kappa_l \nabla T_l)}_{\text{Phononendiffusion}} + \underbrace{g_{e-ph}(T_e - T_l)}_{\text{Kopplung}} \quad (3.5)$$

Darin bezeichnen  $C_e$  und  $C_l$  die Wärmekapazitäten der Elektronen und des Gitters,  $\kappa_e$  und  $\kappa_l$  die Wärmeleitfähigkeiten und  $Q(\vec{x}, t)$  den Term, der die Aufheizung aufgrund der Absorption der Pulsenergie angibt. Die Kopplungskonstante  $g_{e-ph}$  zwischen Elektronen und Phononen bestimmt den Bereich, in den die heißen Elektronen durch Diffusion vordringen und Energie abgeben, wodurch es zur Aufheizung und somit zur Schädigung der umgebenden Bereiche kommen kann.

Bei Metallen findet die Wärmeleitung überwiegend durch Elektronen statt, so dass die Phononendiffusion in Gleichung 3.5 vernachlässigt werden kann. Eine weitere Vereinfachung ist gerechtfertigt, wenn die bestrahlte Fläche größer als die Eindringtiefe der Laserstrahlung ist. Dies ist für Metalle und Halbleiter der Fall, deren Bandlückenenergie deutlich unter der Photonenenergie der Laserstrahlung liegt. In diesem Fall ist eine ein-dimensionale Vereinfachung des Differentialgleichungssystems möglich. Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft den zeitlichen Temperaturverlauf der Elektronen und des Gitters an



**Abbildung 3.3:** Zeitlicher Verlauf der Temperatur von Elektronen  $T_e$  und Phononen  $T_{ph}$  an der Oberfläche einer 100 nm dicken Goldschicht. Die Energiezufuhr erfolgt mit einem Femtosekundenlaser ( $\tau=200$  fs;  $\lambda=400$  nm;  $F=23$  mJ/cm<sup>2</sup>) (Entnommen aus [40]).

der Oberfläche einer 100 nm dicken Goldschicht. Der Verlauf wurde durch numerische Integration der vereinfachten Differentialgleichung erhalten [40]. Die Bestrahlung fand hier mit einem Femtosekundenlaser ( $\tau=200$  fs) bei einer Wellenlänge von 400 nm und einer Fluenz von 23 mJ statt [40].

Kapitel 4.3.5 zeigt, dass eine eindimensionale Vereinfachung der Differentialgleichung bei den in dieser Arbeit verwendeten Laserpulsen mit einer Dauer von  $\tau=10$  ps und einer Wellenlänge von 355 nm im Fall von GaN jedoch nicht gerechtfertigt ist.

Das vorgestellte Modell stellt eine starke Vereinfachung dar, da eine Reihe von Effekten wie die thermische Emission von Elektronen, Gitterdeformationen, thermodynamische Phasenübergänge, der Photoeffekt und der eigentliche Materialabtrag vernachlässigt werden. Um diese Effekte ansatzweise zu berücksichtigen, muss das Zweitemperaturmodell um zusätzliche Terme und Gleichungen erweitert werden [41]. Viele der Prozesse, die während des Materialabtrags ablaufen, sind jedoch noch unverstanden, weshalb die Untersuchung dieser Vorgänge ein eigenes Forschungsgebiet darstellt.

## 3.5 Auswirkungen auf die Materie

Aufgrund der enorm hohen Anregungsraten, die bei gepulsten Lasern auftreten, kommt es zu erheblichen Veränderungen des betreffenden Materials. Im Fall von Laserpulsen im ns-Bereich können Heizraten von bis zu  $10^9$  K/s auftreten, die bei ultrakurzen Laserpulsen noch einmal deutlich höher ausfallen [26].

Aufgrund des enormen Energieeintrages auf kurzer Zeitskala treten die gewünschten makroskopischen Veränderungen des bestrahlten Materials auf. Materialabtrag, der aufgrund von absorbierter Laserstrahlung hervorgerufen wird, wird allgemein als Ablation bezeichnet. Neben den erwähnten Thermalisierungsprozessen werden viele weitere Vorgänge

angestoßen, die neben dem Materialsystem auch von Laserparametern wie Wellenlänge, Fluenz und Pulsdauer abhängen [42].

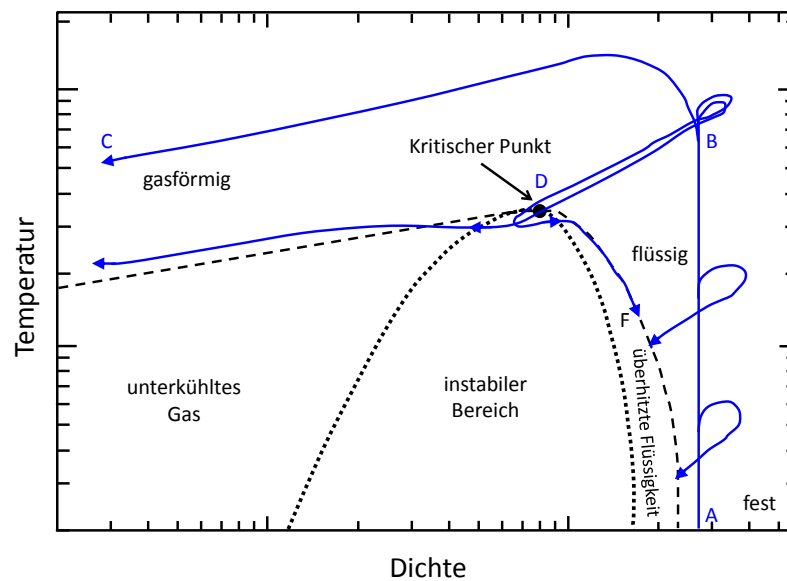
### 3.5.1 Photothermische Prozesse

Im Fall von photothermischen Prozessen, also der Einstrahlung von langen Pulsen im ns-Bereich, kommt es bei niedrigen Fluenzen zu so einem hohen Temperaturanstieg, dass Phasenübergänge, also *Verdampfen* bzw. *Sublimation* an der Oberfläche des Materials auftreten. Besteht das Material aus einer Zusammensetzung mehrerer Stoffe, so wird die flüchtigere Komponente schneller verdampft, so dass sich die chemische Zusammensetzung ändert [43]. Bei höheren Fluenzen beginnt das Material zu schmelzen. Innerhalb der Schmelze bilden sich einzelne Dampfblasen, die meist an Verunreinigungen oder Defekten entstehen und zur Oberfläche aufsteigen und die Probe verlassen. Dieser Prozess wird als *normales Sieden* bezeichnet. Ist die Heizrate ausreichend hoch, so kann sich eine überhitzte metastabile Flüssigkeit ausbilden, deren Temperatur so hoch ist, dass normalerweise bereits die Gasphase vorliegt. In dem gesamten flüssigen Volumen kommt es durch eine kleine äußere Störung schlagartig zur homogenen Ausbildung von Gasblasen, die zur explosionsartigen Relaxation des gesamten flüssigen Volumens führt und dieses somit in den thermodynamisch stabilen Zustand übergeht. Dabei werden sowohl feste als auch flüssige Bestandteile ausgeworfen. Aufgrund der schlagartigen Änderung des Phasenzustandes wird dieser Prozess auch *explosionsartiges Sieden* (engl. phase explosion) genannt [44].

### 3.5.2 Photophysikalische Prozesse

Findet die Bestrahlung auf kürzeren Zeitskalen im ps- und fs-Bereich statt, so können durch die auftretenden starken elektromagnetischen Felder Valenzelektronen aufgrund ihrer geringen Masse in das Vakuumniveau beschleunigt werden. Zurück bleiben positiv geladene Atome, die aufgrund der Coulombkraft eine Abstoßung erfahren, so dass es zur explosionsartigen Auflösung des Materials kommt (*Coulomb-Explosion*). Die positiv geladenen Ionen entfernen sich dabei mit einer höheren Geschwindigkeit von der Oberfläche, als dies bei einem thermischen Prozess der Fall wäre und bilden eine Plasmawolke über dem bearbeiteten Bereich.

Im Fall von Dielektrika ist die Coulomb-Explosion die Hauptursache, die zur Ablation führt [45]. Freie Ladungsträger werden durch Multiphotonen- und Avalanche-Ionisation erzeugt und anschließend beschleunigt. Bei Metallen und dotierten Halbleitern ist die Coulomb-Explosion allerdings nicht die Hauptursache, die zum Materialabtrag führt, da die höhere Beweglichkeit und die größere Dichte der freien Elektronen zu einer effektiven Abschirmung des äußeren Feldes führt und somit eine geringere positive Gesamtladung im Kristall vorliegt [46]. Bei diesen Materialien tragen besonders bei geringen Fluenzen, neben der Coulomb-Explosion, auch zusätzliche Effekte wie *Abplatzungen* aufgrund der Ausbildung von Schockwellen und *Schmelzbildungen* zum Abtrag bei.



**Abbildung 3.4:** Temperatur-Dichte Diagramm, sowie mögliche Trajektorien, die im Fall von Metallen bei der „critical-point phase separation“ durchlaufen werden können. Die gestrichelte Linie repräsentiert die spinodale Kurve, die gepunktete Linie die binodale Kurve. (Entnommen aus [49]).

Nach dem Energieeintrag durch einen ultrakurzen Laserpuls dehnt sich der Kristall aus, wodurch es zum Druckanstieg kommt. Wird dabei die Zerreißfestigkeit überschritten, so wird der Kristall geschädigt und Abplatzungen einzelner Schichten sind die Folge [47]. Neben diesem nichtthermischen Prozess tritt in Abhängigkeit der Elektron-Phonon Wechselwirkungskonstanten auch Schmelzbildung sowohl an der Oberfläche, als auch im Volumen auf [48].

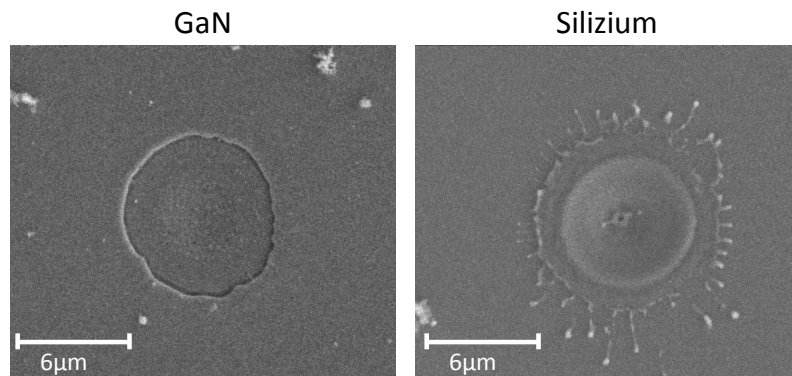
Bei Bestrahlung mit höheren Fluenzen kann neben dem *explosionsartigen Sieden* auch die sog. „critical-point phase separation“ auftreten [49]. Da im industriellen Umfeld größtenteils Metalle bearbeitet werden, sind die auftretenden Prozesse bei diesen Materialien auch am besten untersucht. So zeigt Abbildung 3.4 ein Phasendiagramm mit den möglichen Trajektorien, die während der „critical-point phase separation“ im Fall von Metallen durchlaufen werden können. Die gepunktete Linie repräsentiert die spinodale Kurve (Koexistenzkurve), die gestrichelte Linie die binodale Kurve. Innerhalb der spinodalen Kurve findet definitiv ein Phasenübergang statt, während es im Bereich zwischen der spinodalen und binodalen Kurve einer äußeren Störung bedarf, damit es zum Phasenübergang kommt. Der Schnittpunkt beider Kurven wird als kritischer Punkt bezeichnet.

Aufgrund der extrem hohen Anregungsrate der ultrakurzen Laserpulse kommt es zu einer direkten Phasenumwandlung vom festen Zustand, in den Zustand einer heißen, stark unter Druck stehenden Flüssigkeit, deren Temperatur oberhalb des kritischen Punktes liegt (A→B). In diesem Nichtgleichgewichtszustand oberhalb des kritischen Punktes geht ein Teil der Materie direkt in die Dampfphase über (B→C). Der hohe Druck

der Materie bewirkt eine schlagartige Expansion, die eine Schockwelle hervorruft, die auch in das Volumenmaterial eindringt. Infolge der schlagartigen Expansion ergibt sich eine adiabatische Abkühlung. Während dieser Abkühlungsphase durchläuft ein Teil der Materie den kritischen Punkt im Phasendiagramm (B→D), von dem aus eine Vielzahl von Übergängen stattfinden können. Mögliche Phasenzustände sind die Gasphase, ein unterkühltes Gas, eine überhitzte Flüssigkeit, die feste Phase, oder der Übergang in den instabilen Bereich des Phasendiagramms. Materie, deren Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur bleibt, kann dennoch in den Bereich einer überhitzten Flüssigkeit gelangen.

### 3.5.3 Laserbearbeitung von GaN

In Abhängigkeit der Pulsdauer tragen bei der Materialbearbeitung von GaN unterschiedliche Prozesse zum Materialabtrag bei. Die Bandlückenenergie von hexagonalem GaN beträgt 3,44 eV ( $\hat{=}$  360 nm) [50]. Erfolgt die Laserbearbeitung mit langen Pulsen im *ns-Bereich* bei einer Wellenlänge von 355 nm, so findet direkte Absorption statt. Durch die eingestrahlte Pulsenergie kommt es während des Pulses zu einem Temperaturanstieg im Material, der ab einer Temperatur von 900°C zur thermischen Dekomposition des GaN in Gallium (Ga) und Stickstoff (N<sub>2</sub>) führt [51]. Dabei handelt es sich um einen rein photothermischen Prozess. Während sich der bei Raumtemperatur gasförmige Stickstoff verflüchtigt, bleiben metallische Gallium-Rückstände in Form eines dünnen Films an der bearbeiteten Stelle zurück und reduzieren die Abtragsrate des darauffolgenden Laserpulses. Wird die Laserbearbeitung dagegen mit Pulsen im *fs-Bereich* durchgeführt, so handelt es sich um einen nichtthermischen photochemischen Ablationsprozess. Die Analyse einer GaN-Oberfläche durch Röntgenphotoelektronenspektroskopie (engl. X-ray photoelectron spectroscopy, XPS), die mit Laserpulsen bei einer Wellenlänge von 790 nm und einer Pulsdauer von 150 fs bearbeitet wurde, hat gezeigt, dass sich kein Galliumfilm an der Oberfläche bildet und die chemische Zusammensetzung unverändert bleibt [50]. Die Absorption der Laserpulse erfolgte durch Dreiphotonenabsorption. Findet die Materialbearbeitung von GaN mit Pulsdauern im *ps-Bereich* statt, so handelt es sich um einen photophysikalischen Prozess, bei dem bereits thermische Effekte einsetzen, jedoch noch nicht so dominant in Erscheinung treten, wie dies bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen der Fall ist. In Kapitel 4.3.6 wird dies anhand einer mit ps-Pulsen bearbeiteten GaN-basierten LED-Heterostruktur verdeutlicht, die erhöhte Leckströme aufweist aufgrund von Galliumrückständen nach der Laserbearbeitung. Diese fallen jedoch deutlich geringer aus als die Leckströme einer vergleichbaren Struktur, die mit ns-Pulsen bearbeitet wurde. Neben thermischen Effekten, die bei der Bearbeitung von GaN mit ps-Laserpulsen auftreten, zeigt Kapitel 4.3.5, dass es bei einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 10 ps zu einem signifikanten Rückgang des Absorptionskoeffizienten in GaN kommt, weshalb die Bearbeitung mit hoher Präzision deutlich erschwert wird. Durch die hohe Pulsspitzenleistung werden die Bandminima während des Laserpulses so weit aufgefüllt, dass die Photonenenergie des Lasers nicht mehr ausreicht, weitere Ladungsträger anzuregen, weshalb der Halbleiter



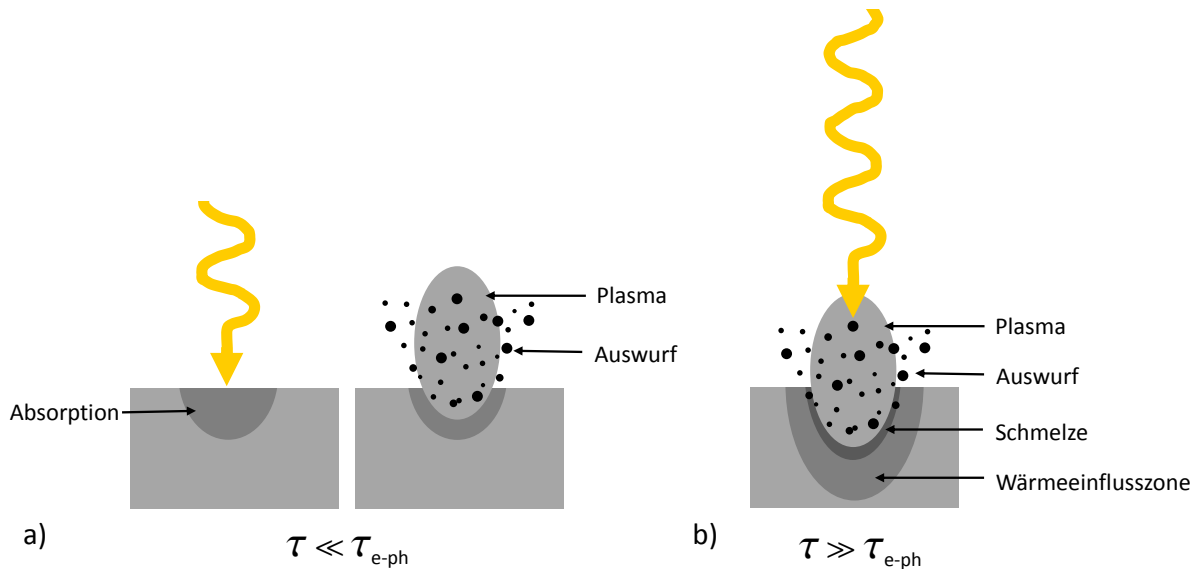
**Abbildung 3.5:** Einzelner Laserpuls mit einer Pulslänge von 10 ps, der auf eine GaN- bzw. Siliziumoberfläche abgegeben wurde ( $\lambda=355$  nm;  $E=4,1$   $\mu$ J;  $\omega_0=3,5$   $\mu$ m). Im Fall von Silizium ist das Vorhandensein einer flüssigen Phase während dem Materialabtrag deutlich zu erkennen.

transparent wird. Dieser Effekt wird als „Dynamic Burstein-Moss shift“ bezeichnet und wurde bereits bei anderen Halbleitern wie beispielsweise GaAs beobachtet [52].

Unterschiede im Bearbeitungsergebnis ergeben sich jedoch nicht nur bei Variation der Pulslänge, sondern auch bei konstanten Laserparametern, aber unterschiedlichen Materialien. Abbildung 3.5 zeigt zwei Rasterelektronenmikroskopaufnahmen (REM-Aufnahme) von Einschüssen auf GaN und Silizium. Die Bearbeitung fand jeweils durch Beschuss mit einem einzelnen Laserpuls bei einer Fluenz von  $10,7$   $\text{J}/\text{cm}^2$  und einer Wellenlänge von  $355$  nm statt. Die Pulsdauer betrug in beiden Fällen  $\tau=10$  ps. Betrachtet man die Bearbeitung des GaN, so ist zu erkennen, dass sich ein scharfer Übergang zwischen dem abladierten Bereich und dem angrenzenden Material ergibt. Mit Ausnahme einiger weniger lose auf der Oberfläche liegender Partikel fand ein wohl definierter Abtrag statt, der keine sichtbaren Anzeichen eines aufgeschmolzenen Bereichs zeigt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass der thermische Übertrag an das Gitter und somit an benachbartes Material gering ist. Dagegen ergibt sich ein anderes Bild bei der Bearbeitung von Silizium. In diesem Fall ist deutlich eine erstarrte Schmelze um den abladierten Bereich zu erkennen, weshalb davon ausgegangen werden muss, dass trotz identischer Pulsdauer und Fluenz thermische Prozesse signifikant zur Ablation beigetragen haben.

## 3.6 Materialauswurf

Unabhängig von den Details der Prozesse, die zum Materialabtrag führen, wird von der bearbeiteten Stelle Materie in Form einer gerichteten Rauchfahne emittiert. Während der Energieübertrag aus dem Elektronen- in das Phononensystem zwischen  $1$ - $100$  ps dauert, läuft die Ausbreitung der Rauchfahne auf einer Zeitskala im Mikrosekundenbereich ab. Die abgetragenen Bestandteile können, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, neben der gasförmigen Phase auch in flüssiger oder fester Form bzw. einer Mischung davon vorliegen. Bei hohen Fluenzen, oder dem Vorherrschen der Coulomb-Explosion als



**Abbildung 3.6:** a) Im Fall ultrakurzer Laserpulse ist der Energieeintrag durch den Laserpuls von der Materialabtrag zeitlich entkoppelt. b) Bei längeren Pulsen findet bereits Materialabtrag statt, während der Laserpuls noch anhält.

Ablationsmechanismus wird auch ionisierte Materie ausgeworfen, so dass es zur Bildung einer Plasmawolke kommt.

Findet der Materialabtrag bei Umgebungsdruck statt, so kommt es aufgrund der schockartigen Expansion der Rauchfahne zur Kompression und Erwärmung des Umgebungsmediums. Die emittierte Materie wird dabei stark abgebremst oder erfährt einen Rückstoß, so dass sich eine zurücklaufende Schockwelle ausbildet, die in das bearbeitete Material eindringt und plastische Verformungen verursacht und weitere Materie herauslösen kann [53]. Zusätzlich lagern sich durch den Rückstoß Nanopartikel um den abgetragenen Bereich an der Oberfläche an [54]. Neben der Ansammlung auf der Oberfläche werden auch Partikel in die Umgebungsluft geschleudert. Im Fall von ultrakurzen Laserpulsen können diese Ausdehnungen im Nanometerbereich haben, weshalb eine effiziente Absaugung und Filterung notwendig ist, um gesundheitliche Schäden durch eingeatmete Partikel zu vermeiden [55].

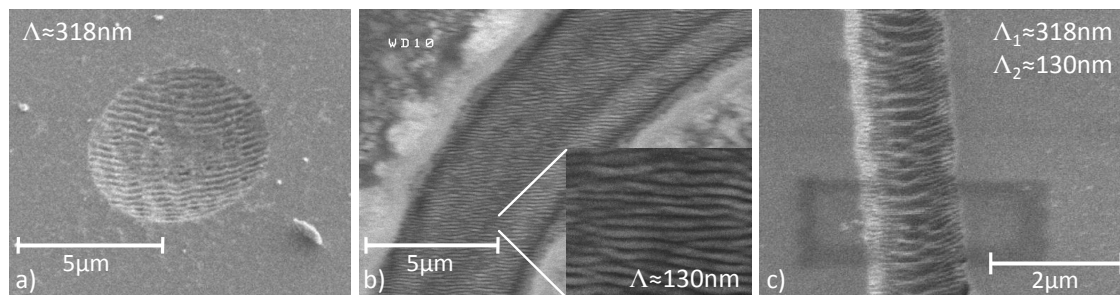
Ein großer Vorteil der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen ( $\tau \ll \tau_{e-ph}$ ) besteht darin, dass Materialabtrag und damit Materialauswurf im Allgemeinen erst dann einsetzt, wenn der Laserpuls bereits abgeklungen ist. Das bedeutet, dass der Energieeintrag von dem Ablationsprozess zeitlich entkoppelt ist und somit keine Wechselwirkung mit dem abgetragenen Material stattfindet (Abbildung 3.6 a). Im Fall von längeren Pulsen ( $\tau \gg \tau_{e-ph}$ ) findet bereits Materialabtrag statt, während der Energieeintrag durch den Laserpuls noch anhält (Abbildung 3.6 b). Dadurch kommt es zur Wechselwirkung der emittierten Materie mit der Laserstrahlung, wodurch der einfallende Strahl gestreut und absorbiert wird (engl. plasma shielding). Somit reduziert sich die auf die Probenoberfläche auftreffende Fluenz erheblich [56]. Ferner wird die Fokussierung des Lasers beeinträchtigt, wodurch die räumliche Präzision der Bearbeitung leidet.

Neben der Pulslänge spielt auch die Repetitionsrate eine wichtige Rolle bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der emittierten Materie. Im Fall ultrakurzer Pulse muss eine Wechselwirkung des Folgepulses mit dem Plasma des vorherigen Pulses vermieden werden, da es ansonsten zur Absorption und Degradation des Laserpulses kommt. Ferner kann es zur thermischen Akkumulation der einzelnen Pulse kommen, wodurch die Vorteile der „kalten Ablation“ zunichte gemacht werden. Um dieses Problem zu umgehen, muss entweder die Repetitionsrate gering gehalten werden (im kHz Bereich), oder die Verfahrensgeschwindigkeiten entsprechend hoch sein, damit der räumliche Pulsüberlapp gering gehalten wird.

### 3.7 Laser-induzierte periodische Oberflächenstrukturen

Zusätzlich zu dem Prozess des Materialabtrags in Form eines Loches oder Grabens, führt die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen häufig zur Ausbildung von Laser-induzierten periodischen Oberflächenstrukturen (engl. laser-induced periodic surface structures, LIPSS), auch Riffel genannt, deren Strukturgröße deutlich geringer als der Fokusbereich des verwendeten Lasers ist. Diese wurden bereits im Jahr 1965 bei der Laserbearbeitung unterschiedlicher Halbleiter beobachtet, nachdem deren Oberfläche mit einem Rubinlaser beschossen wurde [57]. Seither wurden Riffel neben Halbleitern auch in Metallen und Dielektrika beobachtet und können durch Laserstrahlung vom mittleren Infrarot bis in den UV-Bereich erzeugt werden. Neben dem breiten Spektralbereich wurden Riffel auch über einen breiten Pulslängenbereich beobachtet, angefangen bei ultrakurzen Pulsen im fs-Bereich bis hin zu Dauerstrichlasern [58]. Allerdings sind für die Erzeugung hohe Intensitäten notwendig, weshalb Riffel überwiegend bei kurzen Pulsen beobachtet werden. Am ausgeprägtesten ist die Riffelbildung, wenn sich die eingestrahlte Fluenz nahe der Schwelle befinden, die zum Materialabtrag führt. Die Richtung der Riffel verläuft i.A. senkrecht zum elektrischen Feld des Laserstrahls, weshalb die Richtung der Riffel unabhängig von der Richtung ist, in der der Laserstrahl bewegt wird.

Die periodischen Oberflächenstrukturen können unterschiedliche Abstände aufweisen. Zum einen kann der Abstand  $\Lambda$  im Bereich der Laserwellenlänge liegen. Die Entstehung dieser Riffel wird auf die Interferenz zwischen der einfallenden Lichtwelle und der an der Oberfläche gestreuten Lichtwelle zurückgeführt [59]. Für den Fall, dass der Laserstrahl nicht senkrecht auf die Oberfläche fällt, sondern unter einem Winkel  $\theta$ , wird beobachtet, dass sich die Periodizität wie  $\Lambda = \lambda / (1 \pm \sin \theta)$  ändert. Die unterschiedlichen Vorzeichen bezeichnen die auf der geneigten Fläche auf- bzw. ablaufende Welle [58]. Neben den Riffel, deren Abstand im Bereich der Laserwellenlänge liegt, lassen sich, bevorzugt durch ultrakurze Laserpulse, auch Riffel erzeugen, deren Periodizität nur einen Bruchteil der Laserwellenlänge aufweist. Die Abstände können im Bereich von  $\Lambda \approx \lambda/4$  bis zu  $3 \cdot \lambda/4$  liegen [60]. Die Ursache, die zur Erzeugung dieser Riffel führt, ist noch nicht vollständig verstanden und stellt eine offene Frage in der Forschung dar [61]. Aufgrund der hohen Intensitäten bei ultrakurzen Pulsen müssen auch Änderungen der Materialeigenschaften

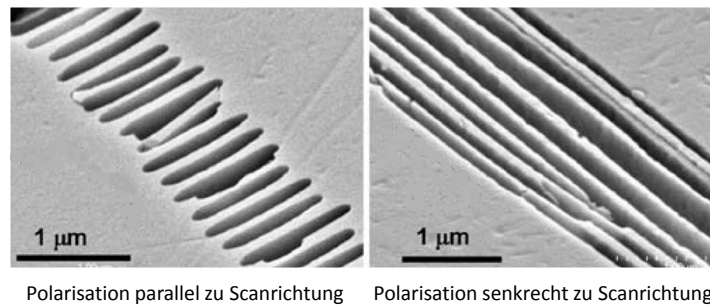


**Abbildung 3.7:** REM-Aufnahmen von Riffeln, die in GaN bei einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 10 ps erzeugt wurden. a) Bei einer Fluenz von  $0,6 \text{ J/cm}^2$  wurden 10 Schüsse auf die gleiche Stelle abgegeben. b) Der Graben wurde mit einer Fluenz von  $0,8 \text{ J/cm}^2$  und 20 Wiederholungen bei einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  hergestellt. c) Graben, der gleichzeitig Riffel mit einer Periodizität von 318 nm und 130 nm enthält. Die Fluenz betrug  $1,3 \text{ J/cm}^2$  und es fanden 4 Wiederholungen bei einem Pulsabstand von  $1 \mu\text{m}$  statt.

während der Bestrahlung mit in Betracht gezogen werden. Durch die große Anzahl erzeugter freier Ladungsträger können sich Dielektrika wie Halbleiter oder Metalle verhalten, so dass sich elektromagnetische Wellen (z.B. Plasmonen) ausbilden können, deren Ausbreitung parallel zur Oberfläche verläuft. Durch die Interferenz mit der einfallenden Lichtwelle können sich Riffel ausbilden, deren Abstand kleiner als die Laserwellenlänge ist [62, 63, 64]. Ein Indiz dafür, dass die einfallende Lichtwelle mit elektromagnetischen Wellen im Material wechselwirkt und nicht mit Wellen, die an der Oberfläche gestreut werden, ist die Tatsache, dass sich  $\Lambda$  für unterschiedliche Materialien ändert [60].

Beispiele von Riffel, die mit Hilfe der L $\mu$ B in GaN erzeugt wurden, sind in Abbildung 3.7 a-c gezeigt ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ,  $\tau = 10 \text{ ps}$ ). Die Entstehung ist überwiegend bei mehrfachem Beschuss der gleichen Stelle zu beobachten. Die REM-Aufnahme in Abbildung 3.7 a zeigt das Ergebnis des Beschusses der identischen Stelle mit 10 aufeinanderfolgenden Pulsen bei einer Fluenz von  $F=0,6 \text{ J/cm}^2$ . Der Riffelabstand beträgt  $\Lambda \approx 318 \text{ nm}$  und liegt somit im Bereich der Laserwellenlänge. Abbildung 3.7 b zeigt das Ergebnis eines Grabens, der bei einer Fluenz von  $F=0,8 \text{ J/cm}^2$ , einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  und 20 Wiederholungen erzeugt wurde. Wie in der Detailansicht zu erkennen ist, ergeben sich Riffel, die einen deutlich geringeren Abstand von lediglich 130 nm aufweisen, der in etwa der Wellenlänge in GaN entspricht. Neben den kleineren Strukturen zeigt die Aufnahme auch, dass die Richtung der Riffel unabhängig von der Richtung des Grabens ist. Trotz der Änderung des Kurvenverlaufs, bleibt die Richtung der Riffel unverändert. Der Graben in Abbildung 3.7 c, der bei einer Fluenz von  $F=1,3 \text{ J/cm}^2$ , einem Pulsabstand von  $1 \mu\text{m}$  und 4 Wiederholungen erzeugt wurde, zeigt sowohl Riffel mit einem Abstand von  $\Lambda_1 \approx 318 \text{ nm}$ , als auch  $\Lambda_2 \approx 130 \text{ nm}$ .

Die Erzeugung von Riffel kann für die Mikro- und Nanostrukturierung ausgenutzt werden, um z.B. Ein- und Auskoppelstrukturen, Gitter oder Wellenleiter herzustellen [65, 66], ohne dass der Laserstrahl auf diese geringen Dimensionen fokussiert werden muss. Auf der anderen Seite können sich Riffel auch als störend erweisen, da sie die maximal mögliche Präzision bei der Laserbearbeitung reduzieren.



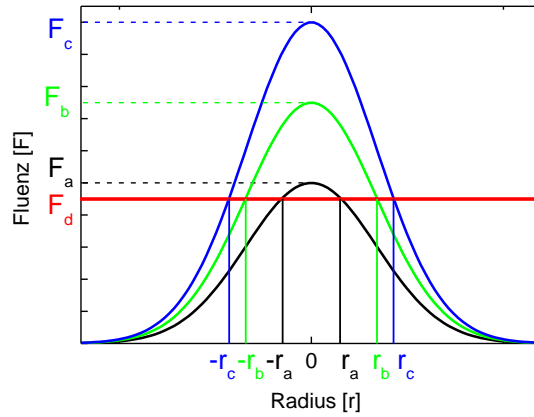
**Abbildung 3.8:** Querschnitt durch eine Quarzglasprobe, die mit einem Femtosekundenlaser im Volumen modifiziert wurde. Analog zu den Riffel an der Oberfläche bilden sich im Volumen sog. Nanoplanes aus. Entnommen aus [67]

Neben der Ausbildung von Riffel an der Oberfläche ergeben sich ähnliche Strukturen, wenn der Laserstrahl innerhalb eines transparenten Materials fokussiert wird. Aus den eindimensionalen Strukturen auf der Oberfläche werden zweidimensionale Strukturen im Volumen, sog. Nanoplanes. Beispiele von Querschnitten dieser Strukturen sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Herstellung erfolgte durch Fokussieren eines Femtosekundenlasers bei einer Wellenlänge von 800 nm in das Volumen von Quarzglas [67]. Die Strukturen weisen eine ähnliche Periodizität auf wie Riffel an der Oberfläche ( $\Lambda < \lambda$ ), weshalb davon ausgegangen wird, dass der Mechanismus zur Erzeugung vergleichbar mit den Strukturen an der Oberfläche ist. Die einfallende Lichtwelle interferiert auch in diesem Fall mit elektromagnetischen Wellen, die sich im Volumen ausbreiten [67].

### 3.8 Bestimmung der Ablationsschwelle und des Fokusdurchmessers

Bei der Lasermaterialbearbeitung stellt die Kenntnis der minimalen Fluenz, die zum Materialabtrag führt, eine wichtige Größe dar, da die Präzision bei der Bearbeitung mit zunehmender Fluenz in vielen Fällen gemindert wird. Die minimal notwendige Fluenz, um Materialabtrag zu generieren, wird als Ablationsschwelle bezeichnet. Diese Schwelle variiert neben der Laserwellenlänge und Pulsdauer auch stark für unterschiedliche Materialien und deren Beschaffenheit, wie Mikrostruktur, Morphologie, Defektdichte oder Reflektivität der Oberfläche. Zur Bestimmung der Ablationsschwelle ist neben der Pulsenergie auch die Kenntnis des exakten Radius der Strahltaile notwendig. Da es mit den in Kapitel 2.2.2 vorgestellten Methoden der Strahlanalyse nicht möglich ist, den wenige Mikrometer großen Radius der Strahltaile der  $\mu\text{B}$  zu vermessen, wird in diesem Kapitel eine Möglichkeit vorgestellt, sowohl den Radius von Gaußschen Laserstrahlen ( $1/e^2$ ), als auch die Ablationsschwelle eines Materials zu bestimmen.

Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass sich aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung und der konstanten materialspezifischen Fluenz, die notwendig ist um Materialabtrag zu generieren, der Durchmesser eines ablatierten Loches mit zunehmender Pulsenergie



**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung des sich ändernden Lochdurchmessers mit steigender Fluenz aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung und der konstanten Ablationsschwelle  $F_d$ .

ändert. Dies ist in Abbildung 3.9 schematisch für drei unterschiedliche Fluenzen gezeigt. Der Zusammenhang zwischen dem Lochdurchmesser und der Fluenz kann wie folgt hergeleitet werden:

Ein Laserpuls mit gaußförmiger räumlicher und zeitlicher Intensitätsverteilung wird durch

$$I(r, t) = I_0 \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right) \quad (3.6)$$

beschrieben [68].  $\omega_0$  gibt den Radius  $r$  an, bei dem die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Analog hierzu bestimmt  $\tau$  die Zeit  $t$ , nach der die Intensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist.  $I_0$  gibt die maximale Intensität des Laserpulses an. Integriert man Gleichung 3.6 über alle Zeiten, so erhält man die Fluenz des Laserpulses [69]

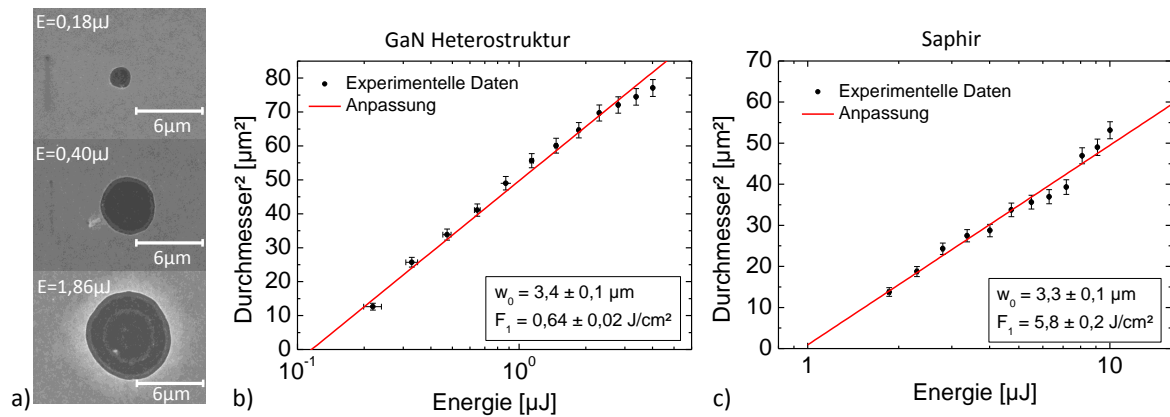
$$F(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, t) dt \quad (3.7)$$

$$= F_0 \exp\left[\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right] \quad \text{mit} \quad F_0 = \frac{2E_p}{\pi\omega_0^2}. \quad (3.8)$$

$E_p = I_0 \tau \pi \omega_0^2$  bezeichnet die Pulsenergie mit der maximalen Intensität  $I_0$ . Durch Einsetzen der maximalen Fluenz  $F_0$  erhält man für den Durchmesser  $d$  eines ablatierten Loches

$$d^2 = 2\omega_0^2 \ln\left[\frac{2E_p}{F_1 \pi \omega_0^2}\right] \quad (3.9)$$

wobei  $F_1$  die Ablationsschwelle bei Beschuss mit einem einzelnen Laserpuls angibt. Aus Gleichung 3.9 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Quadrat des Lochdurchmessers  $d$  des ablatierten Bereiches und der Pulsenergie  $E_p$  des zugehörigen Laserpulses. Beide Werte sind experimentell direkt zugängliche Größen. Durch die Abgabe einzelner Laserpulse mit unterschiedlicher Pulsenergie auf ein beliebiges Material kann der entstehende Lochdurchmesser quadratisch gegen die Pulsenergie in halblogarithmischer Darstellung aufgetragen werden. Der Radius der Strahltaile  $\omega_0$  ergibt sich dann aus der Steigung



**Abbildung 3.10:** a) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen von Löchern in einer GaN-basierten LED-Heterostruktur, die durch den Beschuss eines einzigen Laserpulses erzeugt wurden. b) Die in der GaN-basierten LED-Heterostruktur erzeugten Lochdurchmesser wurden quadratisch gegen die entsprechende Pulsenergie aufgetragen. Der Radius der Strahltaile  $w_0$  und die Ablationsschwelle für Einzelbeschuss  $F_1$  wurden durch Anpassung von Gleichung 3.9 an die experimentellen Daten erhalten. c) experimentelle Ergebnisse die durch den Beschuss von kristallinem Saphir entstanden sind.

der Geraden und die materialspezifische Ablationsschwelle  $F_1$  aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der X-Achse. Die Werte können durch Anpassen der Gleichung 3.9 an die Daten bestimmt werden. Bei der Anwendung dieses Verfahrens ist jedoch darauf zu achten, dass während der Bearbeitung das gaußförmige Intensitätsprofil nicht signifikant verzerrt wird. Dies kann bei der Herstellung der Löcher mit hohen Fluenzen auftreten, wenn besonders bei ultrakurzen Laserpulsen im Bereich des Fokus ein Plasma zündet, oder wenn bei langen Pulsen im ns-Bereich die ausgeworfene Materie mit dem noch einwirkenden Laserpuls wechselwirkt. Eine mit steigender Fluenz beginnende Abweichung von der Gaußschen Intensitätsverteilung zeigt sich in einer Abweichung des linearen Verlaufs bei der quadratischen Auftragung des Lochdurchmessers gegen die Pulsenergie in halblogarithmischer Darstellung [68].

Abbildung 3.10 a zeigt beispielhaft drei REM-Aufnahmen von Einschusslöchern in einer GaN-basierten LED-Heterostruktur, die durch den Beschuss mit jeweils einem einzelnen Laserpuls ( $\lambda = 355 \text{ nm}$ ,  $\tau = 10 \text{ ps}$ ) erzeugt wurden. Es ist eine deutlich Zunahme des Durchmessers mit der Pulsenergie zu erkennen. Die Bearbeitung wurde unter Verwendung einer asphärischen Fokulinse mit einer Brennweite von 30 mm durchgeführt (Strahlengang #3 aus Tabelle 2.3). Abbildung 3.10 b zeigt die Auftragung der quadrierten Lochdurchmesser gegen die Pulsenergie in halblogarithmischer Darstellung sowie die Anpassung der Gleichung 3.9 an die Messdaten. Für den Radius der Strahltaile ergibt sich  $w_0=3,4\pm 0,1\mu\text{m}$ , und die Ablationsschwelle beträgt  $F_1=0,65\pm 0,02 \text{ J/cm}^2$ . Abbildung 3.10 c zeigt die Ergebnisse eines identisch durchgeführten Experiments, allerdings wurde die GaN-Heterostruktur durch ein transparentes Saphirsubstrat ersetzt, wie es bei der Epitaxie der GaN-Heterostrukturen verwendet wird. Gleichung 3.9 wurde auch in diesem Fall an die Messdaten angepasst. Für den Radius der Strahltaile ergibt sich

**Tabelle 3.1:** Gemessene Radien der Strahltaile für unterschiedliche Strahlengänge bei einer Laserwellenlänge von 355 nm, die eine Gaußsche Intensitätsverteilung aufweisen.

Strahlengang	Fokuslinse	Radius Strahleintritt	Radius der Strahltaile
#2	Sill Triplet f=25 mm	5 mm	0,85±0,02 µm
#3	Asphericon f=30 mm	1,18 mm	3,35±0,1 µm
#4	Zeiss Objektiv 40-fach	1,18 mm	0,54±0,01 µm

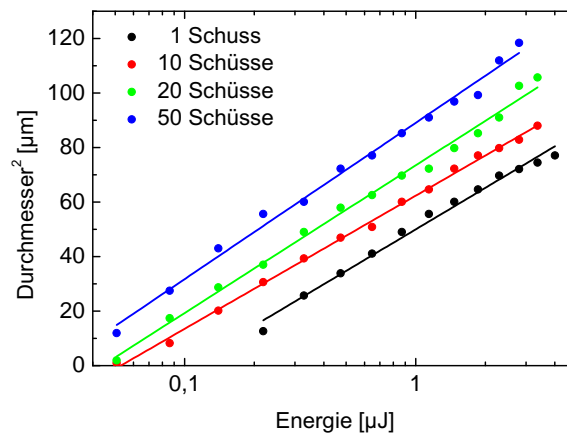
$\omega_0=3,3 \pm 0,1 \mu\text{m}$ . Dieser Wert ist im Rahmen des Fehlers identisch mit dem Ergebnis, das bei dem Beschuss der GaN-Heterostruktur erzielt wurde. Aufgrund der fehlenden Strahlaufweitung beträgt der Radius des Eintrittsstrahls in die Fokuslinse lediglich 1,18 mm, so dass nach den Raytracingsimulationen, die in Tabelle 2.3 gezeigt sind, der resultierende Fokusdurchmesser beugungsbegrenzt ist. Nach Gleichung 2.12 ergibt sich dadurch ein Radius der Strahltaile ( $1/e^2$ ) von 2,9 µm, so dass die Abweichung zu dem experimentell ermittelten Wert im Bereich von 15 % liegt. Mögliche Ursachen für die Abweichung können entweder ein nicht perfekt kollimierter Eintrittsstrahl in die Fokuslinse sein oder Fehler bei der Kalibrierung des Maßstabes der REM-Aufnahmen (Hitachi S-4500) zur Analyse der Lochdurchmesser. Dennoch eignet sich dieses Verfahren gut zur Bestimmung der Strahltaile, besonders bei sehr kleinen Strahlradien, die mit kamerabasierten oder auf Aperturblenden basierten Systemen nicht gemessen werden können.

Vergleicht man die Ablationsschwelle des Saphirs von  $F_1=5,8 \pm 0,2 \text{ J/cm}^2$  mit der Schwelle der GaN-Heterostruktur, so ergibt sich eine um Faktor 9 höher Ablationsschwelle bei Saphir. Die Hauptursache liegt in der deutlich geringeren fundamentalen Bandlückenenergie von GaN, die mit 3,39 eV [21] einer Wellenlänge von 366 nm entspricht. Damit findet bei der verwendeten Laserwellenlänge von 355 nm direkte Absorption statt. Im Vergleich hierzu besitzt Saphir eine größere Bandlückenenergie und ist bis zu einer Wellenlänge von 200 nm transparent [70]. Deshalb sind hohe Pulsspitzenleistungen notwendig, damit Laserstrahlung durch nichtlineare Prozesse absorbiert werden kann und Materialabtrag stattfindet (vgl. Kapitel 3.2.2).

Die vorgestellte Methode setzt eine Gaußsche Intensitätsverteilung voraus, weshalb nicht alle Linsenkombinationen der  $\mu\text{B}$  gemessen werden konnten (vgl. Kapitel 2.3). Tabelle 3.1 zeigt die Ergebnisse der Strahltaillen der am häufigsten zum Einsatz kommenden Strahlengänge.

### 3.9 Inkubationseffekte

Die materialspezifische Ablationsschwelle hängt neben der Laserwellenlänge und der Pulsdauer auch von der Anzahl der Einschüsse auf die gleiche Stelle ab. Abbildung 3.11 zeigt die Auftragung des quadrierten Lochdurchmessers gegen die Pulsenergie in halblogarithmischer Darstellung für vier Experimente, bei denen die Anzahl der Einschüsse

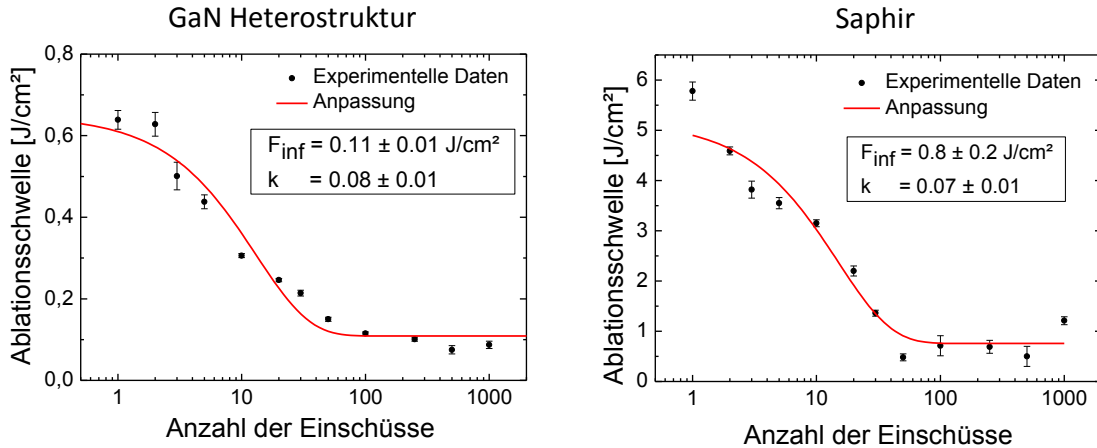


**Abbildung 3.11:** Quadratische Auftragung der erzeugten Lochdurchmesser gegen die verwendete Pulsenergie bei jeweils unterschiedlicher Anzahl von Einschüssen, die auf die gleiche Stelle der GaN-basierten LED-Heterostruktur abgegeben wurden.

auf eine GaN-Heterostruktur variiert wurden. Wie den Ergebnissen zu entnehmen ist, bleibt bei Änderung der Pulsanzahl die Steigung der Geraden annähernd konstant, während sich der Schnittpunkt mit der X-Achse und somit die Ablationsschwelle deutlich verschiebt. Mit zunehmender Anzahl der Einschüsse ist eine signifikante Abnahme der Ablationsschwelle zu beobachten, deren Ursache auf Inkubationseffekte zurückzuführen ist. In Abhängigkeit der Pulsdauer sind unterschiedliche Mechanismen für die Reduktion der Ablationsschwelle verantwortlich.

Findet die Bestrahlung eines Materials mit langen Laserpulsen im ns-Bereich unterhalb der Ablationsschwelle statt, so führt der Energieeintrag zur lokalen Erwärmung während des Laserpulses bzw. Abkühlung nach dem Puls, so dass Druck- und Zugspannungen auftreten. Wird dieser Prozess durch die Abgabe mehrerer Pulse wiederholt, dann führen die periodisch auftretenden Spannungen zu Gitterfehlern, wodurch die Ablationsschwelle herabgesetzt wird. Neben der Entstehung von Defekten durch Deformation kann es bei Metallen zu plastischen Verformungen an der Oberfläche kommen, so dass sich die Rauheit erhöht und die Absorption verbessert wird, wodurch die Ablationsschwelle ebenfalls herabgesetzt wird [69].

Im Fall von ultrakurzen Laserpulsen wird die Inkubation auf die Erzeugung von Defekten, wie z.B. Farbzentren, zurückgeführt, die zusätzliche Anregungsmöglichkeiten für Elektronen schaffen und somit den Absorptionsquerschnitt erhöhen [71]. Während des Beschusses mit Laserpulsen unterhalb der Ablationsschwelle hängt die Erzeugung neuer Defekte stark von der Anzahl bereits vorhandener Defekte ab. Durch den kontinuierlichen Beschuss mit Laserpulsen ist zunächst eine starke Zunahme der Defektdichte zu beobachten, die sich mit zunehmender Zahl von Beschüssen reduziert und für eine große Anzahl von Einschüssen gegen null geht, so dass die Defektdichte konstant bleibt, weshalb sich auch die Ablationsschwelle nicht mehr ändert. Die Abhängigkeit der Ablationsschwelle  $F_{th}(N)$



**Abbildung 3.12:** Experimentell bestimmte Ablationsschwellen einer GaN-basierten LED-Heterostruktur sowie von kristallinem Saphir in Abhängigkeit der Anzahl der Einschüsse. Durch Anpassen der Gleichung 3.10 an die Messdaten kann die Ablationsschwelle  $F_{\infty}$  für eine sehr große Anzahl von Einschüssen bestimmt werden, sowie der empirische Faktor  $k$ , der die Stärke der Defektakkumulation angibt.

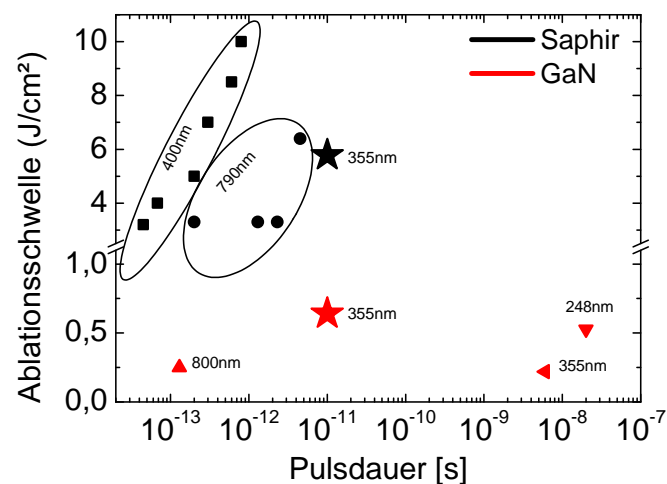
von der Anzahl der Einschüsse  $N$  kann durch

$$F_{th}(N) = F_{\infty} + [F_1 - F_{\infty}] \exp[-k(N - 1)] \quad (3.10)$$

beschrieben werden [72].  $F_{\infty}$  gibt die Ablationsschwelle für eine sehr große Anzahl von Einschüssen an. Ein Beschuss mit einer Fluenz unterhalb von  $F_{\infty}$  würde unendlich viele Laserpulse erfordern, um einen makroskopischen Schaden hervorzurufen. Der empirische Parameter  $k$  gibt die Stärke der Defektakkumulation und die Zunahme der Photonabsorption an und ist unabhängig von der Anzahl der Einschüsse [71]. Je größer der Wert  $k$  ist, desto weniger Einschüsse sind notwendig, um den konstanten Wert  $F_{\infty}$  zu erhalten.  $F_1$  beschreibt analog zu Gleichung 3.9 die Ablationsschwelle bei Beschuss mit einem einzelnen Laserpuls.

Möchte man bei der Lasermaterialbearbeitung Gräben oder Flächen mit einem gepulsten Laser abtragen, so ist ein räumlicher Pulsüberlapp notwendig, um einen flachen Boden des abgetragenen Bereichs zu erhalten. In diesem Fall wird die identische Stelle, abhängig vom Pulsüberlapp, mehrfach belichtet. Über die Fokusgröße und den räumlichen Abstand der einzelnen Pulse kann die Anzahl der Pulse auf die identische Stelle berechnet werden. Auch wenn aufgrund des gaußförmigen Strahlprofils die akkumulierte Energiemenge pro Fläche geringer ausfällt, als dies beim Beschuss der identischen Stelle der Fall ist, kann dennoch eine untere Grenze für die Ablationsschwelle berechnet werden.

Aus diesem Grund wurde für die GaN-basierte LED-Heterostruktur und den kristallinen Saphir jeweils eine Messreihe durchgeführt, bei der die Ablationsschwelle in Abhängigkeit der Anzahl der Einschüsse bestimmt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Es ist in beiden Fällen eine Abnahme der Ablationsschwelle bis zu einer Anzahl von 100 Einschüssen zu beobachten, während sich bei einer größeren Zahl von Laserpulses



**Abbildung 3.13:** Vergleich der Ablationsschwellen von Saphir und GaN bei Einzelbeschuss mit Literaturwerten. ★ ★ Werte, die im Rahmen dieser Arbeit mit der L $\mu$ B ermittelt wurden. ■ Li et al. [73] ● Ashkenasi et al. [74] ▲ Liu et al. [75] ◀ C.R.Miskys [76] ▼ C.Gossler [77]

ein konstanter Wert ergibt. Aus der Anpassung von Gleichung 3.10 an die Messdaten wurde  $F_{\infty}$  und  $k$  bestimmt. Im Fall der GaN-Heterostruktur ergibt sich ein Wert von  $F_{\infty} = 0,11 \pm 0,01 \text{ J/cm}^2$ , während der kristalline Saphir erneut eine deutlich höhere Ablationsschwelle von  $F_{\infty} = 0,8 \pm 0,2 \text{ J/cm}^2$  aufweist. Somit ergibt sich ein Unterschied von Faktor 7, der im Vergleich zu der Ablationsschwelle mit Einzelbeschuss etwas geringer ausfällt. Der Grad der Defektakkumulation ist in beiden Fällen, mit  $k=0,08 \pm 0,01$  für die GaN-Heterostruktur und  $k=0,07 \pm 0,01$  für den kristallinen Saphir im Rahmen des Fehlers, identisch.

Wie bereits in Kapitel 3.5.3 erwähnt, treten bei der Bearbeitung von GaN mit ps-Pulsen teilweise thermische Effekte auf, die zu Galliumrückständen an der bearbeiteten Stelle nach dem ersten Laserpuls führen. Diese Rückstände können aufgrund ihres metallischen Charakters die Ablationsschwelle für einen zweiten Laserpuls ändern. Allerdings zeigen sich in Abbildung 3.12 im Rahmen der Unsicherheiten keine signifikanten Abweichungen der Ablationsschwelle von der Anpassung nach Gleichung 3.10 bei mehreren Einschüssen auf die GaN-Heterostruktur. Deshalb ist anzunehmen, dass die entstehenden Galliumrückstände keine flächige Bedeckung bilden und bezüglich der Ablationsschwelle vernachlässigt werden können.

Ein Vergleich der experimentell erhaltenen Ablationsschwellen mit Literaturwerten gestaltet sich schwierig, da sich einerseits eine Vielzahl der Untersuchungen auf andere Materialien wie z.B. Metalle konzentrieren, andererseits Wellenlänge, Pulsdauer und Materialeigenschaften großen Einfluss auf die Ablationsschwelle haben [78, 79, 80, 81]. Ein weiterer Fehler tritt dadurch auf, dass die Ablationsschwellen nicht immer durch die oben beschriebene Methode ermittelt wurden, sondern durch einfaches Erhöhen der Fluenz, bis Materialabtrag beobachtet wird. Abhängig von der Inspektionsmethode ist es bei diesem Verfahren

teilweise sehr schwierig, eine exakte Ablationsschwelle zu definieren, da es bereits unterhalb der Schwelle zu Materialmodifikationen kommen kann, ohne das dabei Materie abgetragen wird.

Detaillierte Untersuchungen bezüglich der Pulsdauer zeigen, dass tendenziell ein Anstieg der Ablationsschwelle mit zunehmender Pulslänge beobachtet wird. Dies gilt sowohl für Metalle [78], Halbleiter [82] als auch Dielektrika [83]. Allerdings zeigen sich teilweise auch widersprüchliche Beobachtungen, die auf die große Sensitivität der Ablationsschwelle zurückzuführen ist. Während im Fall von Dielektrika bei Pulsdauern  $>10$  ps allgemein eine wurzelförmige Zunahme der Ablationsschwelle mit der Länge des Pulses zu beobachten ist, werden bei Pulsdauern  $<10$  ps gegensätzliche Beobachtungen gemacht. Stuart et al. konnte in diesem Bereich einen geringeren Anstieg der Schwelle zu längeren Pulsen ermitteln [83], wohingegen Du et al. ein gegensätzliches Verhalten beobachtete [84]. Dieses Beispiel zeigt die große Sensitivität der Ablationsschwelle. Ist die exakte Kenntnis der Ablationsschwelle erforderlich, so muss diese an dem verwendeten Material mit dem verwendeten Lasersystem ermittelt werden.

Abbildung 3.13 zeigt einen Vergleich der experimentell ermittelten Ablationsschwellen für GaN und Saphir (Einzelbeschuss) mit Literaturwerten, die von unterschiedlichen Gruppen ermittelt wurden. Die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  gemessenen Werte sind durch einen Stern gekennzeichnet. Auch in diesem Vergleich ergibt sich kein einheitliches Bild. Die Ablationsschwellen für GaN schwanken zwischen  $0,22 \text{ J/cm}^2$  und  $0,64 \text{ J/cm}^2$  und sind nahezu unabhängig von der Pulsdauer und der Wellenlänge. Obwohl GaN bei einer Laserwellenlänge von 800 nm bereits transparent ist, zeigt sich auch in diesem Fall eine ähnliche Ablationsschwelle von  $0,25 \text{ J/cm}^2$ , da aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung des fs-Pulses nichtlineare Absorptionsprozesse sehr dominant sind.

Im Fall von Saphir sind deutlich größere Unterschiede zwischen den Ablationsschwellen aus der Literatur zu beobachten. Vergleicht man allerdings rein die Ergebnisse von Li et al. (schwarze Quadrate), so ist ein deutlicher Anstieg der Schwelle mit zunehmender Pulsdauer zu beobachten. Allgemein liegen die Werte für Saphir um einen Faktor 5-50 über den Ablationsschwellen von GaN.

Da die Pulsdauer der  $\text{L}\mu\text{B}$  nicht geändert werden kann, konnte die Abhängigkeit der Ablationsschwelle von der Pulsdauer nicht untersucht werden.

## Eigenschaften ultrakurzer Laserpulse

Abschließend werden die Eigenschaften, die sich bei ultrakurzen Laserpulsen für die Lasermaterialbearbeitung ergeben, noch einmal zusammengefasst:

- Aufgrund der kurzen Zeitdauer besitzen ultrakurze Laserpulse sehr hohe Spitzenintensitäten, so dass neben der linearen Absorption auch nichtlineare Absorptionsmechanismen einen signifikanten Beitrag liefern, so dass sowohl mit ps- als auch mit fs-Pulsen nahezu jedes Material, insbesondere auch transparente Materialien bearbeitet werden können. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, führt die hohe

Spitzenintensität von ps-Pulsen, deren Photonenenergie nur knapp oberhalb der Bandlückenenergie von GaN liegt, zum Ausbleichen des Halbleiters, so dass ein definierter Materialabtrag nur schwer möglich ist.

- Die Deposition der Pulsenergie erfolgt auf einer sehr kurzen Zeitskala. Ist die Elektron-Phonon Wechselwirkungszeit  $\tau_{e-ph}$  größer als die Pulsdauer, wie es im Allgemeinen bei fs-Pulsen der Fall ist, so findet während der Bestrahlung kein Energieübertrag an das umgebende Medium statt. Der Abtragsprozess läuft athermisch ab (Photochemischer Prozess). Bei Laserpulsen im ps-Bereich liegt  $\tau_{e-ph}$  im Bereich der Pulsdauer, so dass bereits ein Energieübertrag an das Gitter stattfindet, weshalb von einem photophysikalischen Prozess gesprochen wird.
- Durch den nicht vorhanden bzw. geringen Energieübertrag an das Gitter wird Schmelzbildung verhindert, weshalb die Präzision gesteigert werden kann und kleinere Strukturgrößen möglich sind. Im Fall von GaN handelt es sich bei der Bearbeitung mit langen Pulsen im ns-Bereich um eine thermische Dekomposition in Stickstoff und Gallium, wohingegen die Bearbeitung mit fs-Pulsen einen reinen athermischen Abtrag liefert. Bei der Verwendung von ps-Pulsen treten jedoch thermische Effekte auf, so dass es zur teilweisen Dekomposition des GaN kommt.
- Die kurze Pulsdauer ermöglicht die zeitliche Trennung von Energiedeposition und Materialauswurf. Deshalb kommt es zu keiner Wechselwirkung des ausgeworfenen Materials bzw. des entstehenden Plasmas mit dem einfallenden Laserpuls. Die gesamte Pulsenergie kann für den Materialabtrag genutzt werden.
- Im Allgemeinen ist der Auswurf von geschmolzenem Material reduziert, so dass sich weniger redeponiertes Material (Recast) in der Umgebung ablagert. Im Vergleich zu der Bearbeitung mit ns-Pulsen ist der Auswurf von Nanopartikel bei ps- und fs-Pulsen erhöht, weshalb eine effiziente Absaugung notwendig ist, um gesundheitliche Schäden zu vermeiden.
- Aufgrund der hohen Intensität lassen sich besonders gut Laser-induzierte periodische Oberflächenstrukturen erzeugen, deren Abstand im Bereich der Wellenlänge bzw. darunter liegt. Auf der anderen Seite können sich diese Strukturen auch als störend erweisen, da sie die Rauheit der bearbeiteten Oberfläche erhöhen.



## Kapitel 4

# Laserbearbeitung an GaN-basierten Leuchtdioden durch ultrakurze Laserpulse

Dieses Kapitel behandelt die Entwicklung von Laserbearbeitungsverfahren unter Anwendung der in Kapitel 2 vorgestellten Laserbearbeitungsanlage. Die beiden ersten Unterkapitel konzentrieren sich zunächst auf die Bearbeitung von Saphir, der als Substratmaterial bei GaN-basierten LEDs dient. Kapitel 4.1 stellt ein Verfahren zur Herstellung von Mikrokanälen in Saphir vor, um GaN-basierte LEDs zu funktionalisieren. Im Anschluss wird in Kapitel 4.2 eine Methode zum Vereinzeln von LEDs auf Saphirsubstraten vorgestellt, ohne Verunreinigungen an der Oberfläche zu erzeugen. Kapitel 4.3 widmet sich schließlich der GaN-basierten LED selbst. Es werden Laserbearbeitungsverfahren entwickelt, um eine GaN-basierte LED ohne lithographische und auf trockenchemischen Ätzverfahren beruhende Verfahren herzustellen. Dadurch ergibt sich der Vorteil, dass Prototypen schneller entwickelt werden können, anwendungsorientierte Chip-Formen auch in geringen Stückzahlen realisierbar sind, und evtl. einzelne Prozessschritte durch kostengünstigere laserbasierte Verfahren ersetzt werden können.

### 4.1 Mikrokanäle in Saphir zur Funktionalisierung GaN-basierter Leuchtdioden

Die Herstellung ultravioletter, blauer und weißer GaN-basierter LEDs findet praktisch ausschließlich auf dem Fremdsubstrat Saphir statt, da es nicht möglich ist, GaN mit den üblichen Verfahren als Volumenkristall zu züchten. Die Herstellung von GaN Substraten erfolgt stattdessen durch Überwachsen von Fremdsubstraten mit Maßnahmen zur Defektreduktion, die aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten notwendig sind. Diese Verfahren sind sowohl zeit- als auch kostenintensiv, weshalb der industrielle Einsatz von GaN-Substraten für die LED-Fertigung uninteressant ist. Deshalb findet die Epitaxie kommerzieller LED-Heterostrukturen zum Großteil auf Saphirsubstraten ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) statt. Saphir bietet gegenüber anderen Materialien einige herausragende Eigenschaften, die ihn nicht nur als Substrat interessant machen. So ist Saphir eines der härtesten Materialien, ist chemisch äußerst inert, besitzt einen niedrigen Reibungskoeffizienten, hat eine hohe Temperaturbeständigkeit und besitzt hervorragende optische Eigenschaften, wie z.B. optische Transparenz im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich [70].

Deshalb stellt die Entwicklung optischer Bauelemente aus Saphir ein interessantes Forschungsgebiet dar. Mit Hilfe von anderen optisch transparenten Materialien wurden in jüngster Zeit zahlreiche neue Bauelemente vorgestellt, wie beispielsweise optische Wel-

lenleiter auf Basis von flüssigkeitsgefüllten Mikrokanälen [85], optofluidische Schalter [86] oder Fluoreszenz-Sensoren [87], die alle auf der Herstellung von Mikrokanälen beruhen. Zahlreiche Gruppen beschäftigen sich auch mit der Bearbeitung von Saphir, um u.a. Mikrokanälen im Volumenmaterial zu erzeugen [88, 89, 90, 91]. Anwendungen für Mikrokanäle in Saphir finden sich im Bereich der Mikrofluidik, der optischen Sensorik oder der Fluoreszenzdetektion (Lab on a Chip). So stellt eine Anwendungsmöglichkeit einen monolithischen Flüssigkeitssensor dar, der aus einem Saphirsubstrat besteht, das von Mikrokanälen durchsetzt ist, sowie einer GaN-basierten LED auf der einen Substratseite und einen GaN-basierten Detektor auf der anderen Seite enthält. Neben der Herstellung von Bauelementen stellt auch die reine Strukturierung von Saphirsubstraten ein interessantes Forschungsgebiet dar, um z.B. die Lichtauskopplung zu verbessern und damit die Effizienz GaN-basierter LEDs zu optimieren [92].

Eine in der Literatur bereits auch bei Saphir verwendete Technik zur selektiven Strukturierung besteht aus der selektiven Amorphisierung des kristallinen Saphirs durch fs-Laser und anschließendem nasschemischen Ätzen der amorphen Phase.

Bei den in diesem Unterkapitel vorgestellten Ergebnissen war Nirdesh Ojha im Rahmen seiner Masterarbeit „Sub-surface channels in sapphire made by laser irradiation and selective etching“ beteiligt [93].

### 4.1.1 Phasenumwandlung und selektives Ätzen

Die Wechselwirkung von Licht mit Materie kann neben dem in Kapitel 3.5 geschilderten Materialabtrag auch eine reine Phasenumwandlung der Materie hervorrufen, ohne dass dabei Material abgetragen wird. Treffen die ultrakurzen Pulse eines Laserstrahls auf einen eng begrenzten Bereich im Volumen eines transparenten Festkörpers, dann bewirkt die Energiedeposition innerhalb der sehr kurzen Zeitskala die Ausbildung einer Schockwelle im Festkörperkristall. Die Wellenfront der Schockwelle ruft eine kurzzeitige Kompression des Kristallgitters hervor, wodurch ein Übergang in eine andere Phase stattfinden kann. Diese schockinduzierte Phasenumwandlung wurde erstmals im Jahr 1972 von Johnson et al. beobachtet [94]. Neben der reinen Phasenumwandlung können auch Änderungen der chemischen Zusammensetzung auftreten [95].

Im Fall von einkristallinem Saphir bewirkt die Bestrahlung mit fs-Laserpulsen, einen Übergang in eine amorphe oder polykristalline Phase. Juodkasis et al. konnte zeigen, dass der Beschuss von Saphir mit einem einzelnen Laserpuls bei Pulslängen im Bereich von 150 fs ( $\lambda=800$  nm) und geeigneten Prozessparametern einen Übergang in die amorphe Phase zur Folge haben kann [91]. Findet die Bestrahlung dagegen mit zahlreichen ultrakurzen Pulsen statt, wird ein Übergang von der kristallinen in die amorphe und anschließend in die thermodynamisch stabilere polykristalline Phase beobachtet. Dieser Übergang in die thermodynamisch stabilere Phase kann ebenfalls durch den Beschuss mit Elektronen hervorgerufen werden.

Aus diesen Beobachtungen wurde in der Literatur geschlossen, dass Femtosekundenpulse unabdingbar für die Erzeugung einer amorphen Phase in Saphir sind, da längere Pulse einen

Übergang in die thermodynamisch stabilere polykristalline Phase bewirken, wohingegen fs-Pulse eine „erstarnte“ amorphe Phase bilden. Eine präzise Beschreibung der Abläufe, die zur Bildung der amorphen Phase führen, ist aufgrund von fehlenden zeitaufgelösten Untersuchungen bis heute nicht möglich [91].

Die amorphe und polykristalline Phase nimmt im Vergleich zur kristallinen Phase ein größeres Volumen ein. Erfolgt die Phasenumwandlung unter der Oberfläche, dann führt die Volumenausdehnung im Fall von fs-Pulsen dennoch zu keiner Rissbildung, aufgrund der hohen Bruchzähigkeit von Saphir ( $3 \text{ MPa m}^{1/2}$ ). Bei Modifikation durch Laserpulse über 1 ps Pulsdauer kann es dagegen zu Rissbildung kommen [96].

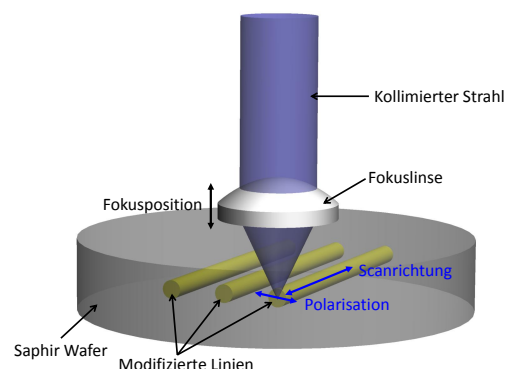
Betrachtet man das Ätzverhalten der unterschiedlichen Phasen, so besitzt die amorphe Phase gegenüber der kristallinen oder polykristallinen Phase eine deutlich höhere Ätzrate und kann durch nasschemische Ätzverfahren wie z.B. Flurwasserstoff (HF), Kaliumhydroxid (KOH) oder einer Kombination aus Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) und Phosphorsäure ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) selektiv entfernt werden. Für die höhere Ätzrate des amorphisierten Saphirs werden in der Literatur unterschiedliche Ursachen genannt. Eine Erklärung geht davon aus, dass die höhere Ätzrate durch physikalische Veränderungen, wie die höhere Defektdichte der amorphen Phase, hervorgerufen wird [97]. Eine andere Theorie macht Änderungen in der chemischen Zusammensetzung dafür verantwortlich [95, 98, 99], während eine dritte Möglichkeit den geringeren Bindungswinkel zwischen den Al-O-Al Verbindungen der amorphen Phase als Ursache sieht, wie es bei Si-O-Si beobachtet wird [100]. Der geringere Bindungswinkel führt zur Ausbildung einer Lewis-Base, die als Elektronenpaardonator fungiert und somit eine höhere Reaktivität gegenüber Säuren aufweist [91]. Unabhängig der chemischen Details konnte eine Ätzselektivität der einzelnen Phasen von über  $10^4$  demonstriert werden, indem kristalliner Saphir durch fs-Laserpulse modifiziert und anschließend in HF geätzt wurde [91].

Alle bisher in der Literatur veröffentlichten Berichte über lasermodifizierten und selektiv geätzten Saphir nutzen Laserpulse mit einer Dauer im fs-Bereich. Die Herstellung von Bauelementen mit Hilfe von fs-Lasen im industriellen Umfeld ist allerdings noch nicht von großem Interesse, da diese Art von Laser im Forschungsumfeld zwar schon etliche Jahre verfügbar ist, in der Zwischenzeit auch von unterschiedlichen Anbietern mit verbesserter Zuverlässigkeit bezüglich der Lebensdauer und Robustheit ausgeliefert wird, aber noch geringere Pulsenergien bei höheren Kosten liefert, als vergleichbare Pikosekundensysteme. Aus diesem Grund wurde ein Prozess entwickelt und optimiert, der es erlaubt, kristallinen Saphir durch ps-Laserpulse ( $\tau=10 \text{ ps}$ ) selektiv zu amorphisieren und anschließend durch nasschemisches Ätzen zu entfernen, um somit Mikrokanäle in Saphir zu erzeugen. Die Herstellung dieser Kanäle konnte, trotz gegensätzlicher Annahmen in der Literatur, die die Verwendung von fs-Pulsen für unabdingbar halten [96], erfolgreich demonstriert werden.

### 4.1.2 Fokussieren von Gaußschen Strahlen in transparente Materialien

Damit Mikrokanäle in Saphir erzeugt werden können, ist es notwendig den Laserstrahl in das Volumenmaterial zu fokussieren. Da kristalliner Saphir bis zu einer Wellenlänge von 200 nm transparent ist [70], steht hierfür ein breiter Spektralbereich zur Verfügung. Als Laserwellenlänge wurde  $\lambda=355$  nm gewählt. Die Strahlführung erfolgte über Strahlengang #1 aus Tabelle 2.3. Die kurze Brennweite der asphärischen Fokuslinse von  $f=10$  mm bietet bei der gegebenen Strahlaufweitung eine sehr geringe Schärfentiefe von lediglich  $2z_R=4,5$   $\mu\text{m}$  bei Fokussierung in Luft. Dadurch ergibt sich in einem sehr kleinen Volumenbereich (Voxel) eine hohe Energiedichte, so dass Licht-Materie Wechselwirkung aufgrund von nichtlinearen Absorptionsprozessen ausschließlich in diesem Bereich stattfindet (vgl. Kapitel 3.2.2). Als Ausgangsmaterial zur Erzeugung der Mikrokanäle wurden einkristalline doppelseitig polierte Saphirwafer der Firma Roditi verwendet, die eine Größe von 2 Zoll und eine Dicke von 330  $\mu\text{m}$  aufwiesen. Diese Wafer dienen auch als Substratmaterial bei der Epitaxie GaN-basierter Leuchtdioden. Eine schematische Anordnung, die die Modifikation des Saphirs zeigt, ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Der Wafer wurde auf dem Vakuumchuck der L $\mu$ B positioniert, so dass durch Verfahren des Achssystems die laterale Form der Volumenmodifikation bestimmt werden konnte. Die Form der in dieser Arbeit demonstrierten Mikrokanäle beschränkt sich auf lineare Anordnungen mit einer Länge von 10 mm in konstanter Tiefe unter der Oberfläche.

Bei der Bestimmung der Fokusposition unterhalb der Waferoberfläche ist zu beachten, dass sich die effektive Brennweite durch Brechung beim Eintritt in den Saphir ändert. Im Vergleich zur Fokussierung in reiner Luft erhöht sich die Brennweite, da die Strahlen von der optischen Achse weggebrochen werden, wie es in der Raytracingsimulation in Abbildung 4.2 a gezeigt ist. Zur Verdeutlichung zeigt die Abbildung die Fokussierung des Laserstrahls in einer Tiefe von 6 mm unter der Oberfläche, wodurch sich eine Änderung der effektiven



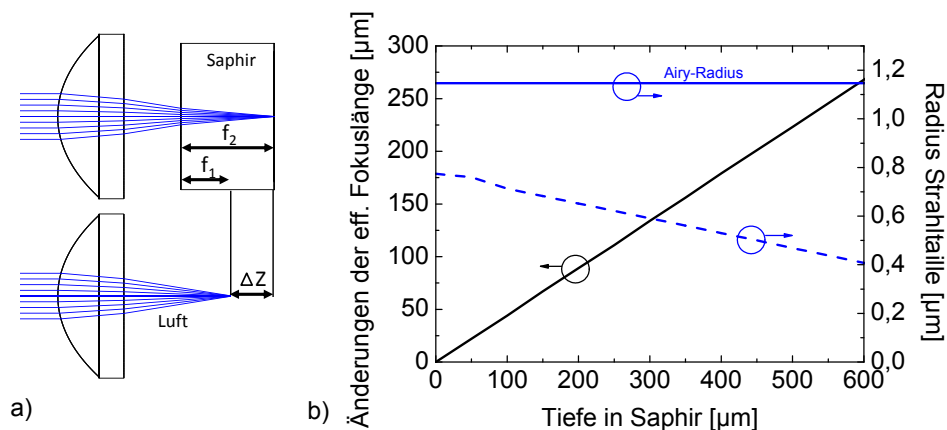
**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau des Bestrahlungsprozesses zur Erzeugung von Mikrokanälen im Volumen von Saphir. Der Laserstrahl wird unter die Oberfläche eines Saphirwafers fokussiert, wobei sich die Polarisationsrichtung des Laserstrahls senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Mikrokanals befindet.

Fokusslänge um  $\Delta Z$  ergibt. Mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetz (Gleichung 2.16), der Näherung für kleine Winkel ( $\sin \alpha \approx \alpha$  und  $\sin \alpha \approx \tan \alpha$ ), sowie geometrischen Beziehungen lässt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex von Saphir mit  $n=1,79$  [101], der scheinbaren Tiefe unter der Oberfläche  $f_1$  und der tatsächlichen Tiefe  $f_2$  herleiten [102].

$$f_2 = n \cdot f_1 \quad (4.1)$$

Hieraus folgt, dass sich bei einer tatsächlichen Tiefe des Fokus von  $f_2=100 \mu\text{m}$  eine Änderung der effektiven Fokusslänge von  $\Delta Z=44,1 \mu\text{m}$  ergibt. Abbildung 4.2 b zeigt zusätzlich die Änderung der effektiven Fokusslänge in Abhängigkeit der Tiefe unterhalb der Oberfläche, wie sie mit dem Raytracingprogramm ZEMAX ohne Näherung für kleine Winkel berechnet wurde. Es ergibt sich ebenfalls ein linearer Zusammenhang zwischen  $\Delta Z$  und der Tiefe in Saphir. Die Änderungsrate beträgt  $\Delta Z=44,7 \mu\text{m}$  je  $100 \mu\text{m}$  Tiefe in Saphir und kommt dem genäherten Wert sehr nahe.

Zusätzlich zu der effektiven Brennweite ist auch eine Änderung des Radius der Strahltaille möglich. Abbildung 4.2 b zeigt den Radius der Strahltaille sowie den zugehörigen Airy-Radius (vgl. Kapitel 2.1.3). Wäre die Abbildung nicht beugungsbegrenzt, so würde sich der Radius der Strahltaille mit zunehmender Tiefe reduzieren, da Saphir die sphärische Aberration teilweise kompensiert. Bei Fokussierung in Luft besitzt die Abbildung eine sphärische Aberration von  $0,59 \mu\text{m}$  (vgl. Tabelle 2.2), während sich eine Reduktion auf  $0,3 \mu\text{m}$  ergibt, wenn in eine Tiefe von  $600 \mu\text{m}$  fokussiert wird. Während der Durchmesser der Strahltaille aufgrund der beugungsbegrenzten Abbildung unabhängig der Tiefe ist, ändert sich jedoch die Schärfentiefe. In der paraxialen Näherung ändert sich die Rayleighlänge proportional mit dem Brechungsindex des Materials, in das fokussiert wird



**Abbildung 4.2:** a) Durch den größeren Brechungsindex von Saphir im Vergleich zu Luft ändert sich die effektive Fokusslänge aufgrund von Brechung beim Eintritt in das optisch dichtere Medium. Im Vergleich zur Fokussierung in Luft erhöht sich die Brennweite um  $\Delta Z$ . b) Mit dem Simulationsprogramm ZEMAX berechnete Änderung der effektiven Fokusslänge in Abhängigkeit der Tiefe, in der sich der Fokuspunkt unterhalb der Oberfläche befindet. Die Berechnung erfolgte für Strahlengang # 1 aus Tabelle 2.3. Neben der effektiven Fokusslänge ändert sich auch der Radius der Strahltaille, wird allerdings stets durch das Beugungslimit begrenzt.

[103]. Somit ändert sich Gleichung 2.6 und es gilt für die neue Rayleighlänge:

$$z_{R(Mat)} = n \cdot z_R = n \cdot \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (4.2)$$

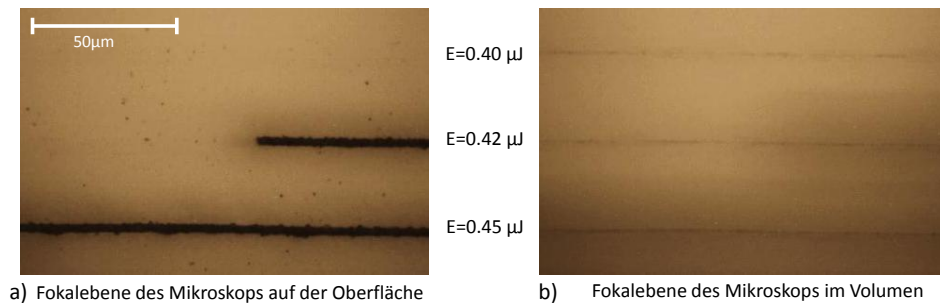
Bei einer Wellenlänge von 355 nm besitzt Saphir einen Brechungsindex von 1,79 [101], so dass auch die Rayleighlänge um diesen Faktor zunimmt.

Befindet sich der Fokus im Volumen des Saphirs, dann ist die Fluenz an der Oberfläche deutlich reduziert. Dennoch kann es bei hohen Pulsenergien dazu kommen, dass die Ablationsschwelle an der Oberfläche überschritten wird und es zum Materialabtrag kommt. Abbildung 4.3 zeigt Mikroskopaufnahmen von drei linienförmigen Modifikationen in Saphir, wobei sich der Fokus des Laserstrahls ca. 50  $\mu\text{m}$  unterhalb der Oberfläche befand und die Pulsenergie mit jeder Linie gesteigert wurde. Der Pulsabstand betrug in allen Fällen 100 nm (100 kHz;  $v=10$  mm/s). Abbildung 4.3 a zeigt ein Mikroskopbild der drei Modifikationen, während sich die Fokalebene des Mikroskops auf der Oberfläche befand. Abbildung 4.3 b zeigt die identischen Modifikationen, allerdings befand sich die Fokalebene des Mikroskops im Volumen des Saphirs auf der Höhe der linienförmigen Modifikationen. Die Abbildungen zeigen, dass bei einer Pulsenergie von 0,4  $\mu\text{J}$  eine Modifikation im Volumen auftritt und die Oberfläche unverändert bleibt. Bei einer Pulsenergie von 0,42  $\mu\text{J}$  ergibt sich ebenfalls eine Modifikation im Volumen, allerdings findet zusätzlich teilweiser Abtrag an der Oberfläche statt. Die unvollständige Modifikation an der Oberfläche ist möglicherweise auf Höenschwankungen der Waferoberfläche zurückzuführen. Wird die Pulsenergie weiter gesteigert, dann ist ein kontinuierlicher Abtrag an der Oberfläche zu beobachten. Bei einer Tiefe des Laserfokus von 50  $\mu\text{m}$  unter der Oberfläche beträgt der Radius des Strahls an der Oberfläche ca. 4,5  $\mu\text{m}$ . Damit ergibt sich bei einer Pulsenergie von 0,42  $\mu\text{J}$  eine Fluenz von 0,66  $\text{J}/\text{cm}^2$ , die im Bereich der Ablationsschwelle  $F_{inf}$  von Saphir liegt (vgl. Kapitel 3.9). Aufgrund des geringen Pulsabstandes und des großen Strahlradius an der Oberfläche wird die identische Stelle 90 Laserpulsen ausgesetzt, weshalb sich die Ablationsschwelle durch Inkubationseffekte im Vergleich zu einem Einzelbeschuss reduziert. Deshalb muss bei der Volumenmodifikation von Saphir darauf geachtet werden, dass die Kombination aus Pulsenergie, Tiefe unter der Oberfläche und Pulsabstand nicht die Ablationsschwelle an der Oberfläche erreicht.

Neben den bereits diskutierten Veränderungen beim Fokussieren in ein transparentes Medium, kann es bei hohen Laserintensitäten zur Selbstfokussierung des Laserstrahls kommen. Bei hohen Intensitäten wird der Brechungsindex eines Mediums intensitätsabhängig und verhält sich wie folgt [104]:

$$n_{ges} = n + n_2 I \quad (4.3)$$

$n$  beschreibt den bei niedrigen Intensitäten gültigen Brechungsindex,  $n_2$  den nichtlinearen Brechungsindex, der gewöhnlich Werte in der Größenordnung von  $10^{-16}$   $\text{cm}^2/\text{W}$  annimmt. Im Fall eines Gaußschen Strahls, erfährt das Zentrum einen größeren Brechungsindex als die Flanken der Intensitätsverteilung, wodurch sich der optische Weg im Zentrum erhöht und es zu einer Deformation der Wellenfront kommt. Der Gradient im Brechungsindex führt zur Fokussierung des Laserstrahls.



**Abbildung 4.3:** a) Erreicht die Fluenz an der Oberfläche die Ablationsschwelle von Saphir, so findet dort Abtrag statt. Dieser ist bei der Inspektion durch Lichtmikroskopie deutlich zu erkennen. b) Dennoch ergibt sich eine Modifikation im Volumen des Saphirs.

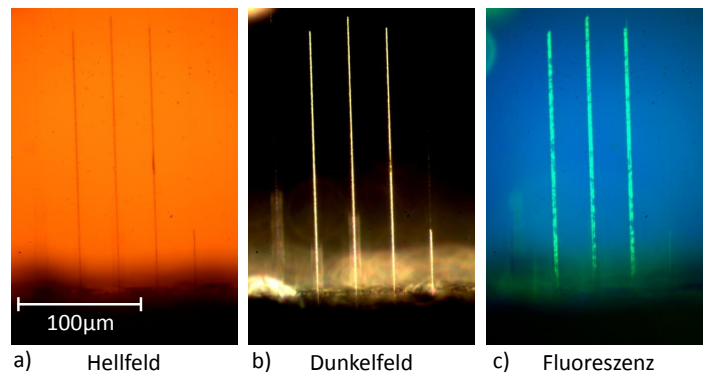
Diese Selbstfokussierung tritt im Allgemeinen oberhalb einer kritischen Leistung auf, die durch

$$P_{crit} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n n_2} \quad (4.4)$$

berechnet werden kann [104]. Im Fall von Saphir beträgt der Brechungsindex bei einer Wellenlänge von 355 nm  $n = 1,79$  und der nichtlineare Brechungsindex  $n_2 = 3,76 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  [105]. Daraus ergibt sich eine kritische Leistung von  $P_{crit}=298 \text{ kW}$ , oberhalb derer Selbstfokussierung auftritt. Bei einer Pulsdauer von 10 ps entspricht das einer Pulsenergie von  $0,3 \mu\text{J}$ . Somit ist bei der Modifikation des Saphirs mit Selbstfokussierung zu rechnen.

### 4.1.3 Herstellung von Mikrokanälen in Saphir

Zur Herstellung von Mikrokanälen in Saphir ist die Erzeugung einer amorphen Phase zwingend notwendig, um eine hohe Selektivität zu dem kristallinen Saphir zu erreichen. Da es sich bei der polykristallinen Phase um den thermodynamisch stabileren Zustand handelt, muss bei der Lasermodifikation darauf geachtet werden, dass eine bereits erzeugte amorphe Phase durch Mehrfachbestrahlung nicht wieder auskristallisiert. Bei der Bearbeitung durch die L $\mu$ B stehen eine Reihe von Variationsmöglichkeiten zur Verfügung, wie z.B. Pulsenergie, Pulsabstand, Tiefe unter der Oberfläche, sowie die Möglichkeit, die gleiche Kontur in mehreren Umläufen zu schreiben. Alle genannten Parameter wirken sich direkt oder indirekt auf die Anzahl der auf die gleiche Stelle im Saphir auftreffenden Pulse aus. So hat eine Erhöhung der Pulsenergie eine größere laterale Ausdehnung des modifizierten Bereichs zur Folge (analog zu Abschnitt 3.8), aufgrund der konstanten Schwelle die zur Modifikation notwendig ist und dem Gaußschen Intensitätsprofil des Laserstrahls. Neben der Pulsenergie hat der laterale Pulsabstand direkte Auswirkungen auf den Pulsüberlapp, und bei Überschreiten von  $P_{crit}$  bewirkt auch die Änderung der Tiefe unter der Oberfläche eine Veränderung der vertikalen Ausdehnung des modifizierten Bereichs. Deshalb ist es nicht möglich, einen Parameter unabhängig von den Anderen zu verändern. Aus diesem Grund wurde die nominelle Tiefe unter der Oberfläche bei allen Kanälen konstant auf  $50 \mu\text{m}$  gehalten. Somit galt es, eine optimale Kombination aus Pulsenergie und Pulsabstand zu

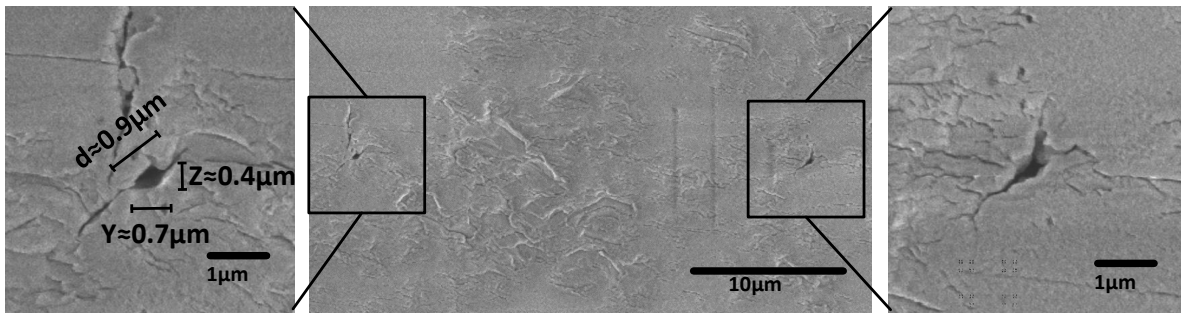


**Abbildung 4.4:** Mikroskopische Aufnahmen von Mikrokanälen, die im Volumen von Saphir erzeugt wurden. a) Hellfeldmikroskopie b) Dunkelfeldmikroskopie c) Fluoreszenzmikroskopie von Kanälen, die mit Fluoreszenzmarker gefüllt wurden.

bestimmen, mit der eine amorphe Phase erzeugt werden kann, ohne dabei Materialabtrag an der Oberfläche zu generieren (vgl. Abbildung 4.3). Der Pulsabstand wurde durch Verwenden der PSO-Option festgelegt (vgl. Kapitel 2.1.4), so dass der räumliche Abstand der Pulse auf beliebige Werte eingestellt werden konnte. Soweit nicht anders vermerkt, befand sich bei der Bestrahlung die Polarisationsrichtung senkrecht zur Scanrichtung.

Zur Inspektion der modifizierten Bereiche stand ein Lichtmikroskop zur Verfügung. Aufgrund der erhöhten Streuung der amorphen bzw. polykristallinen Phase wird die Modifikation sichtbar. Eine Unterscheidung zwischen beiden Phasen ist mit dieser Methode jedoch nicht möglich. Die Bestimmung der Phase durch Elektronenbeugung an einer dünnen modifizierten Schicht stand im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung. Deshalb wurde die Existenz der amorphen Phase indirekt über die Ätzrate nachgewiesen bzw. optimiert. Um Randeffekte bei der Laserbearbeitung zu vermeiden, wurden die linienförmigen Modifikationen nicht über die Waferkante geschrieben. Damit die Ätze dennoch eine Angriffsmöglichkeit an den modifizierten Bereich hat, wurde die 10 mm lange Modifikation senkrecht zu der mit dem Achssystem geschriebenen Richtung mit einer Diamantsäge getrennt. Somit standen zwei 5 mm lange identische Proben zur Verfügung. Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurden jeweils 20 nominell identische Modifikationen in einem Abstand von 30 µm zueinander geschrieben.

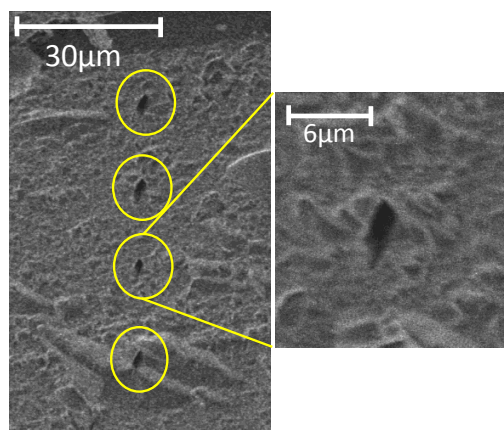
Zum Ätzen der Kanäle wurde, soweit nicht anders vermerkt, HF mit einer Konzentration von 40% verwendet. Diese Säure stellt die in der Literatur am weitest verbreitete Möglichkeit zur Ätzung von Kanälen in Saphir dar [91, 106, 107, 108]. Der Ätzprozess wurde bei Raumtemperatur in einem Ultraschallbad durchgeführt, damit ein besserer Austausch der im Kanal befindlichen verbrauchten Säure des ansonsten diffusionslimitierten Prozesses stattfindet. Im Anschluß an den Ätzprozess fand eine erneute Inspektion mittels Lichtmikroskop statt. Mit Hilfe der Mikroskopie sind nach dem Ätzprozess mehrere Arten der Inspektion möglich, die in Abbildung 4.4 anhand einiger freigeätzter Kanäle gezeigt sind. Abbildung 4.4 a zeigt eine Aufnahme im Hellfeldmodus des Mikroskops, in der die freigeätzten Kanäle mit schwachem Kontrast zum umgebenden kristallinen Saphir zu



**Abbildung 4.5:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Kanalöffnungen in einem durch Spalten freigelegten Querschnitt. Die Detailaufnahmen zeigen die Dimensionen eines Mikrokanals.

erkennen sind. Vergleicht man hierzu die Dunkelfeldaufnahme aus Abbildung 4.4 b, so zeigt sich ein deutlich stärkerer Kontrast, der bei genauer Betrachtung auch den nicht geätzten, aber modifizierten Bereich im Saphir zeigt. Zur Verifikation, dass es sich bei den Ergebnissen wirklich um freigeätzte Mikrokanäle handelt, wurden die Kanäle mit einem in Aceton gelösten Fluoreszenzmarker (BASF Lumogen F Yellow 083) gefüllt und durch Fluoreszenzmikroskopie mit einer Quecksilber-Hochdrucklampe angeregt. Dielektrische Filter dienen der spektralen Separation zwischen dem Bereich der Anregungswellenlänge und der Fluoreszenzwellenlänge. In Abbildung 4.4 c ist das Ergebnis der Fluoreszenzmikroskopie dargestellt, das die Fluoreszenz der in den Kanal eingedrungenen Marker deutlich zeigt und somit das Vorhandensein der Kanäle bestätigt. Aufgrund des niedrigen Dampfdruckes von Aceton verflüchtigt sich dieses sehr schnell, so dass nach dem Befüllen der Kanäle eine zeitnahe Inspektion notwendig ist.

Mit Hilfe der Lichtmikroskopie kann die Länge der Kanäle sehr präzise gemessen werden. Die Bestimmung des Querschnitts ist mit dieser Methode aufgrund der geringen Ausdehnung nur ansatzweise möglich. Deshalb wurden zusätzlich REM-Aufnahmen der

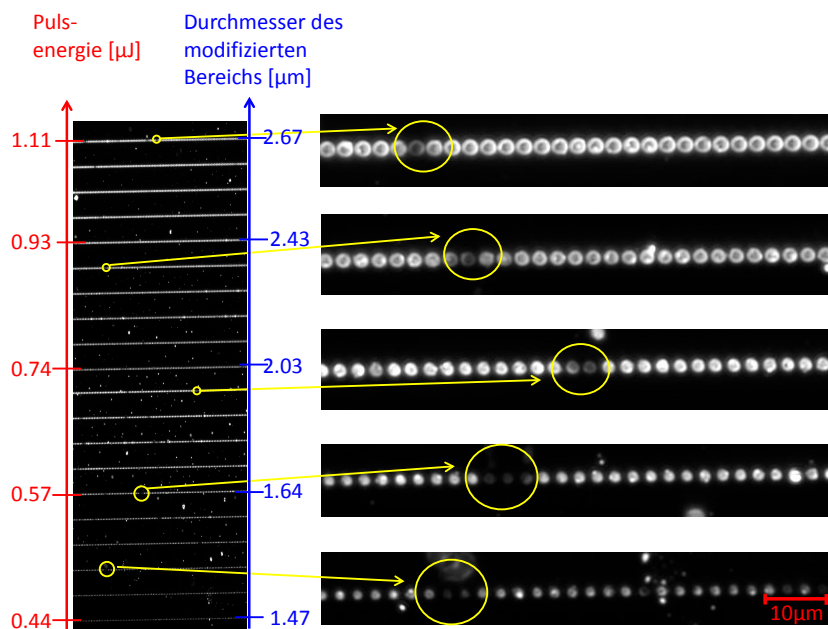


**Abbildung 4.6:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Öffnungen der Mikrokanäle. Bei hohen Pulsenergien kommt es zur Ausbildung mehrerer modifizierter Bereiche, die übereinander angeordnet sind.

Kanalöffnungen an der Sägekante durchgeführt. Abbildung 4.5 zeigt den Querschnitt zweier Kanäle, die in einem lateralen Abstand von  $30\ \mu\text{m}$  erzeugt wurden. Die Bestrahlung fand von der Oberseite mit einer Pulsenergie von  $0,34\ \mu\text{J}$  statt. Die Detailaufnahmen zeigen, dass die Kanäle einen länglichen Querschnitt aufweisen, dessen maximale Ausdehnung im Bereich von  $1\ \mu\text{m}$  liegt. In Abbildung 4.6 sind identisch hergestellte Kanäle gezeigt, allerdings wurde eine Pulsenergie von  $0,43\ \mu\text{J}$  verwendet. Die Bestrahlung fand ebenfalls von der Oberseite statt. Wie der REM-Aufnahme zu entnehmen ist, wurden durch die höhere Pulsenergie vier untereinander angeordnete Mikrokanäle erzeugt. Da bei einer Pulsenergie von  $0,43\ \mu\text{J}$  die kritische Leistung  $P_{crit}$ , die zur Selbstfokussierung erforderlich ist, deutlich überschritten ist, wird das Entstehen der zusätzlichen Modifikationen auf die Selbstfokussierung in Saphir zurückgeführt. Erstaunlich ist jedoch, dass im Rahmen der Auflösung alle Kanäle einen nahezu identischen Querschnitt aufweisen, obwohl aufgrund der Energiedeposition in den oberen Kanälen weniger Energie für die folgenden Kanäle zur Verfügung steht. Dies könnte ein Hinweis dafür sein, dass der Kanaldurchmesser in erster Näherung unabhängig von der verwendeten Pulsenergie ist.

#### 4.1.4 Maximieren der Kanallänge

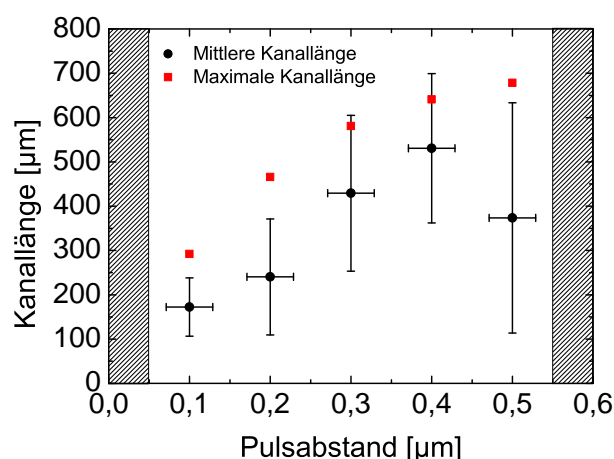
Für viele Anwendungen in der Mikrofluidik spielt neben dem Querschnitt der Kanäle besonders deren erreichbare Länge eine entscheidende Rolle. Deshalb wurden die Auswirkungen



**Abbildung 4.7:** Dunkelfeldmikroskopische Aufnahme von Modifikationen im Volumen von Saphir bei sich ändernder Pulsenergie. Der Abstand der Einschüsse wurde so groß gewählt, dass die einzelnen Modifikationen sichtbar sind. Mit zunehmender Pulsenergie vergrößert sich der modifizierte Bereich. Aufgrund von Unregelmäßigkeiten ergeben sich einzelne Bereiche, deren Modifikation ein geändertes Streuverhalten aufweist.

der Laserparameter auf die Kanallänge systematisch untersucht. Die Bestimmung der Kanallänge erfolgte, wie zuvor beschrieben, über die Inspektion von 20 nominell identischen Kanälen durch ein Lichtmikroskop. Abbildung 4.7 zeigt die Dunkelfeldmikroskopaufnahme eines Vorversuches, bei dem der Pulsabstand auf  $2,8\ \mu\text{m}$  gesetzt wurde und die Pulsenergie zwischen  $0,44\ \mu\text{J}$  und  $1,1\ \mu\text{J}$  variiert wurde. Aufgrund des großen Abstandes der Einschüsse sind die einzelnen Modifikationen im Saphir sichtbar. Aus Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass mit zunehmender Pulsenergie die laterale Ausdehnung des modifizierten Bereichs aufgrund des Gaußschen Strahlprofils und der konstanten Modifikationsschwelle zunimmt, und sich somit der Pulsüberlapp ändert. Deshalb ergibt sich zu jeder Pulsenergie ein anderer optimaler Pulsabstand, der eine lateral zusammenhängende und maximal ätzbare Modifikation in Saphir erzeugt. Betrachtet man die einzelnen Modifikationen in Abbildung 4.7 näher, so fällt auf, dass einzelne Punkte dunkler erscheinen als die übrigen. Da sich die Helligkeit der bearbeiteten Bereiche mit zunehmender Pulsenergie nicht ändert, sind Fluktuationen der Pulsenergie als Ursache für die dunkleren Modifikationen auszuschließen. Dies wird auch dadurch bestätigt, dass die gemessenen Schwankungen der Pulsenergie im verwendeten Leistungsbereich maximale Abweichungen von 2 % zeigen. Zusätzlich ändert sich auch der Durchmesser der dunkleren modifizierten Bereiche im Vergleich zu den helleren Bereichen nicht, so dass Fluktuationen der Pulsenergie als Ursache nicht in Frage kommen. Da es sich bei Abbildung 4.7 um eine Dunkelfeldmikroskopaufnahme handelt, deutet die geringere Helligkeit mancher Punkte darauf hin, dass in diesem Bereich weniger Streuung stattfindet und somit möglicherweise eine unvollständige Modifikation vorliegt, bzw. keine amorphe Phase gebildet wurde.

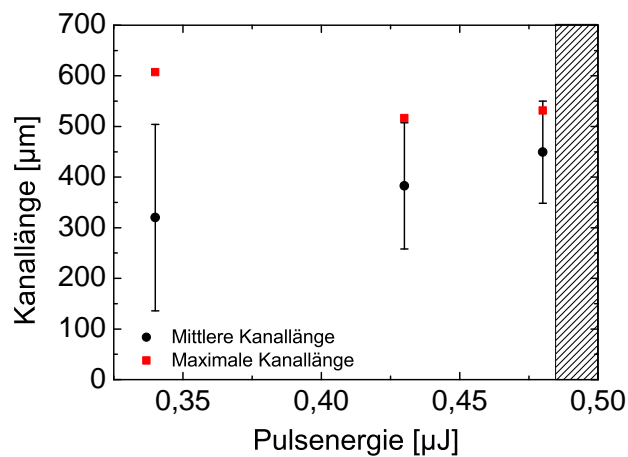
In Abbildung 4.8 ist die Kanallänge gegen den Pulsabstand aufgetragen, der zwischen  $0,1\ \mu\text{m}$  und  $0,5\ \mu\text{m}$  variiert wurde, wobei die Pulsenergie in allen Fälle konstant auf  $0,43\ \mu\text{J}$  gehalten wurde. Die Verfahrensgeschwindigkeit des Achssystems betrug  $4\ \text{mm/s}$ . Somit



**Abbildung 4.8:** Länge der Mikrokanäle gegen den räumlichen Abstand der einzelnen Einschüsse. Der schattierte Bereich auf der linken Seite kennzeichnet den Pulsabstand, der zum Materialabtrag an der Oberfläche führt, während der schattierte Bereich auf der rechten Seite die Werte kennzeichnet, die zu groß sind, um einen ätzbaren Kanal zu erzeugen.

liegt die effektive Wiederholrate, mit der die einzelnen Einschüsse abgegeben wurden, im Bereich zwischen 40 kHz und 8 kHz, weshalb eine thermische Akkumulation zwischen den einzelnen Laserpulsen ausgeschlossen werden kann. Diese spielt bei Wiederholraten von  $<500$  kHz im Fall von Saphir keine Rolle [89]. Jeder der schwarzen Messpunkte gibt den Mittelwert der Länge von 20 Kanälen wieder, die für vier Stunden in einem Ultraschallbad in HF geätzt wurden. Die Kanallänge war in diesem Fall durch die Ätzdauer begrenzt. Es ist zu erkennen, dass die Kanallänge mit größer werdendem Pulsabstand zunimmt und bei einem Abstand von  $0,4 \mu\text{m}$  ein Maximum von  $530 \mu\text{m}$  erreicht, wohingegen ein Rückgang auf eine Länge von  $370 \mu\text{m}$  bei einem Pulsabstand von  $0,5 \mu\text{m}$  zu beobachten ist. Die geringere Kanallänge bei kleinen Pulsabständen ist auf den höheren Pulsüberlapp zurückzuführen, der möglicherweise einen Übergang in die thermodynamisch stabilere polykristalline Phase bewirkt. Pulsabständen unterhalb von  $0,1 \mu\text{m}$  führten zu Materialabtrag an der Oberfläche aufgrund von Akkumulationseffekten (linker schattierter Bereich). Werte oberhalb von  $0,5 \mu\text{m}$  führten hingegen zu Modifikationen, die keine ätzbaren Kanäle lieferten (rechter schattierter Bereich). Die Ursache wird auf eine nicht durchgängige amorphe Phase, aufgrund des zu großen Pulsabstandes, zurückgeführt. Betrachtet man die Standardabweichung in Abbildung 4.8, so ist zu erkennen, dass die Abweichung mit zunehmendem Pulsabstand zunimmt, während die relativen Abweichungen bei Werten zwischen  $0,1 \mu\text{m}$  und  $0,4 \mu\text{m}$  annähernd konstant bleiben. Bei einem Pulsabstand von  $0,5 \mu\text{m}$  ist jedoch eine deutliche Zunahme der Standardabweichung zu beobachten. Mit größer werdendem Pulsabstand steigt die Wahrscheinlichkeit, dass eine einzelne unvollständige Modifikation den Ätzprozess verlangsamt, bzw. unterbindet, wodurch kürzere Mikrokanäle entstehen. Eine Möglichkeit, die für die große Variation in der Kanallänge verantwortlich ist, sind die dunkleren modifizierten Bereiche, die in Abbildung 4.7 gezeigt sind, deren Ätzrate möglicherweise unter der Ätzrate der helleren Bereiche liegt. Eine zweite Möglichkeit die in Betracht gezogen werden muss, betrifft den zeitlichen Jitter aufgrund der verwendeten PSO Option des Achssystems. Durch die Selektion eines einzelnen Laserpulses aus dem  $100$  kHz Pulszug des Lasers ergibt sich ein räumlicher Jitter (räumlicher Fehler). Die Standardabweichung dieses räumlichen Fehlers beträgt  $30$  nm und ist in Abbildung 4.8 als horizontaler Fehlerbalken eingezeichnet. Der Fehler der während des Schreibvorgangs aufgrund von Gleichlaufschwankungen des Achssystems auftritt, beträgt nur wenige Nanometer und kann im Vergleich zu dem räumlichen Jitter vernachlässigt werden. Betrachtet man die maximale Kanallänge in Abbildung 4.8, so ist zu erkennen, dass bei größer werdendem Pulsabstandes, von  $0,4 \mu\text{m}$  auf  $0,5 \mu\text{m}$ , kein Rückgang in der maximalen Kanallänge auftritt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass einzelne Kanäle eine durchgängige perfekte amorphe Phase aufweisen, so dass es weder durch räumlichen Jitter noch durch unvollständig modifizierte Bereiche zu Unregelmäßigkeiten und damit zu einer Verlangsamung des Ätzprozesses kommt.

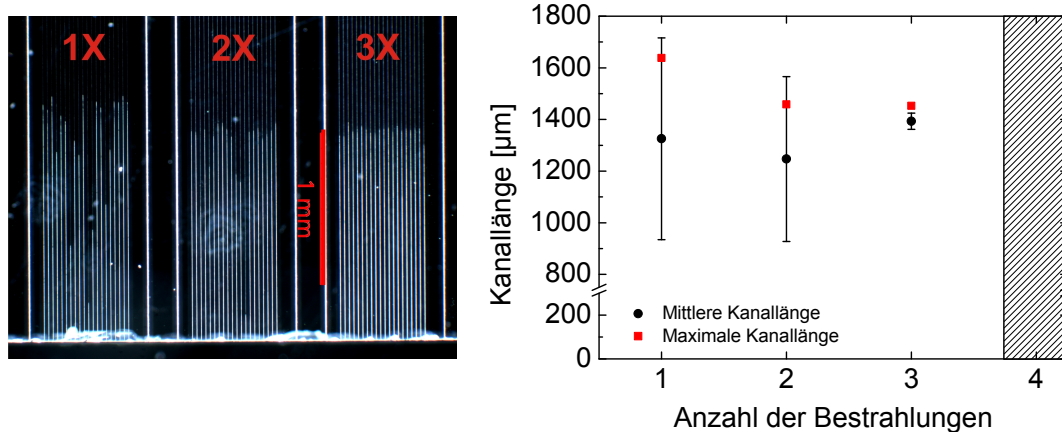
Abbildung 4.9 zeigt die Kanallänge in Abhängigkeit der Pulsenergie bei einem festen Pulsabstand von  $0,4 \mu\text{m}$ . Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sind im Rahmen der Fehler die mittleren Kanallängen identisch. Betrachtet man die Standardabweichung, so ist zu



**Abbildung 4.9:** Länge der Mikrokanäle in Abhängigkeit der Pulsenergie bei gegebenem Pulsabstand von  $0,4 \mu\text{m}$ . Der schattierte Bereich kennzeichnet die Pulsenergie, die zum Abtrag an der Oberfläche führt.

erkennen, dass die Variation der Kanallänge mit zunehmender Pulsenergie abnimmt. Die Abnahme der Standardabweichung bei höheren Pulsenergien ist auf einen größeren modifizierten Bereich aufgrund des größeren Energieeintrages zurückzuführen (vgl. Abbildung 4.7), weshalb der effektive Pulsüberlapp steigt, was in Analogie zu Abbildung 4.8 einem effektiv geringeren Pulsabstand entspricht. Dadurch wird es unwahrscheinlicher, dass Unregelmäßigkeiten in der Modifikation den Ätzprozess verlangsamen oder stoppen. Die minimale Variation in der Kanallänge beträgt dennoch 22 % und lässt sich durch Steigern der Pulsenergie nicht weiter senken, da es bei Energien oberhalb von  $0,48 \mu\text{J}$  zu Abtrag an der Oberfläche des Saphirs kommt. Betrachtet man die maximale Kanallänge, so zeigt sich ein Maximum bei der geringsten Pulsenergie, wie es nach Abbildung 4.8 zu erwarten ist. Die geringere Pulsenergie erzeugt einen kleineren modifizierten Bereich, weshalb der effektive Pulsüberlapp sinkt, was somit einem größeren Pulsabstand entspricht.

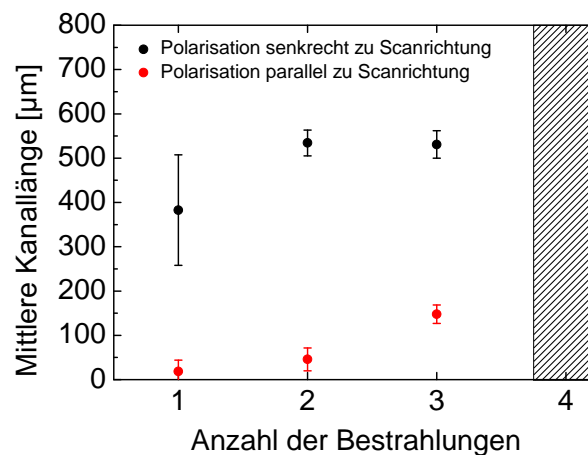
Aufgrund der großen Streuung in der Kanallänge, für die mit hoher Wahrscheinlichkeit die in Abbildung 4.7 gezeigten unvollständigen Modifikationen verantwortlich sind, wurde eine Mehrfachbestrahlung der Kanäle durchgeführt. Bei diesem Verfahren wird ein Kanal mehrere Male hintereinander bestrahlt, so dass ein im ersten Durchgang unmodifizierter Bereich im zweiten Durchgang modifiziert wird. Mit zunehmender Anzahl von Bestrahlungen sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass sich unvollständige Modifikationen, die während den einzelnen Durchgängen entstehen, an exakt der gleichen Stelle befinden. Durch die hohe Reproduzierbarkeit des luftgelagerten Achssystems ist sichergestellt, dass die identische Stelle mit jedem neuen Durchgang wieder getroffen wird (vgl. Kapitel 2.2.5). Abbildung 4.10 a zeigt Dunkelfeldmikroskopaufnahmen von jeweils 20 Kanälen, die mit einer Pulsenergie von  $0,43 \mu\text{J}$  und einem Pulsabstand von  $0,4 \mu\text{m}$  bestrahlt wurden. Die Anzahl der Bestrahlungen wurde dabei von einem auf drei Umläufe gesteigert. Im Anschluss wurden die Kanäle wieder in einem Ultraschallbad mit HF für 24 Stunden geätzt. In der Dunkelfeldmikroskopaufnahme sind die modifizierten aber nicht geätzten Bereiche gut von



**Abbildung 4.10:** a) Dunkelfeldmikroskopaufnahme von jeweils 20 Mikrokanälen, wobei die Anzahl der Bestrahlungen variiert wurde. b) Kanallänge sowie deren Standardabweichung in Abhängigkeit der Anzahl der Bestrahlungen. Der schattierte Bereich markiert das Einsetzen von Abtrag an der Oberfläche bei gegebenen Laserparametern.

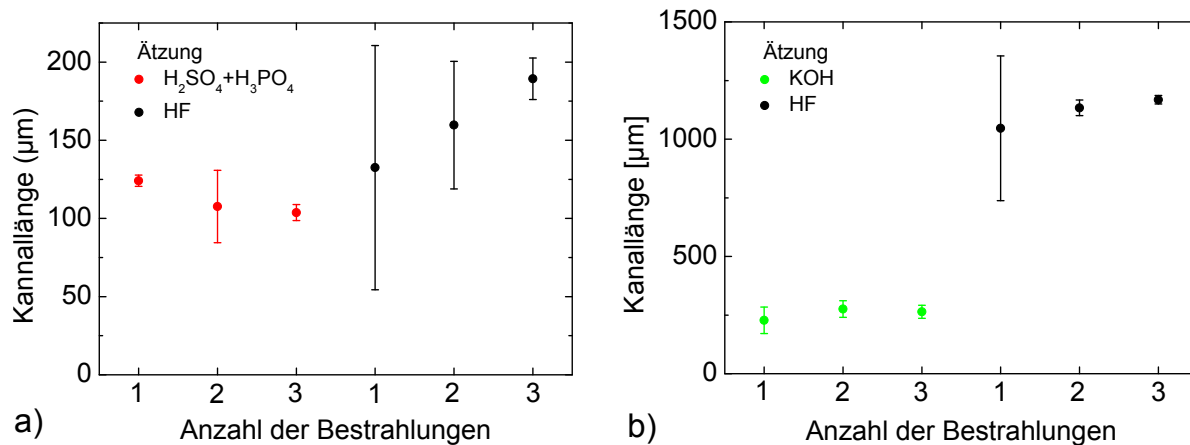
den freigeätzten Kanälen zu unterscheiden. Die erstgenannten Bereiche sind durch dünne weiße Linien sichtbar, während die letztgenannten deutlich breitere Konturen aufweisen. Zwischen jedem Satz von 20 identisch bearbeiteten Kanälen befindet sich eine Markierung an der Oberfläche des Saphirs. Aus dem Mikroskopbild wird deutlich, dass mit zunehmender Anzahl an Bestrahlungen die Streuung der Kanallänge deutlich reduziert wird. Abbildung 4.10 b gibt die Kanallängen in Abhängigkeit der Anzahl der Bestrahlungen wieder. Die Standardabweichung beträgt im Fall der einfachen Bestrahlung 29,5 %, während ein Rückgang zu 2,2 % im Fall der Dreifachbestrahlung zu beobachten ist. Eine weitere Senkung der Standardabweichung durch vierfache Bestrahlung war nicht möglich, da erneut Materialabtrag an der Oberfläche auftrat (schattierter Bereich). Betrachtet man die maximale Kanallänge, so ist ein leichter Rückgang mit zunehmender Anzahl an Bestrahlungen zu beobachten, wohingegen die mittlere Kanallänge im Rahmen des Fehlers identisch bleibt. Dieses Resultat ist besonders im Hinblick auf Transmissionselektronenmikroskop-Untersuchungen (TEM) interessant, die belegen, dass die mehrfache Bestrahlung der identischen Stelle in Saphir den Übergang in die thermodynamisch stabilere Phase zur Folge hat [91]. Die Kanäle, die durch Dreifachbestrahlung hergestellt wurden, weisen eine mittlere Länge von  $\approx 1400 \mu\text{m}$  auf, die rein durch die Ätzdauer begrenzt ist. Dies zeigt, dass durch geeignete Wahl der Laserparameter und unter Vermeidung thermischer Belastung auch durch Dreifachbestrahlung keine Umkristallisation in eine nicht ätzbare Phase auftritt.

Bei allen bisher hergestellten Mikrokanälen befand sich während der Bestrahlung die Polarisationsrichtung des Laserstrahls senkrecht zur Scanrichtung bzw. Ausbreitungsrichtung des Kanals (vgl. Abbildung 4.1). Abbildung 4.11 zeigt den Vergleich der Kanallänge bei unterschiedlicher Polarisationsrichtung sowie für eine unterschiedliche Anzahl von Bestrahlungen. Die Pulsenergie betrug  $0,43 \mu\text{J}$  und der Pulsabstand wurde auf  $0,4 \mu\text{m}$  gesetzt. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sind die Kanäle, bei denen sich die Polarisations-



**Abbildung 4.11:** Abhängigkeit der Kanallänge von der Polarisationsrichtung des Laserstrahls relativ zur Scanrichtung bzw. Kanalrichtung, sowie in Abhängigkeit von der Anzahl der Bestrahlungen. Unabhängig der Polarisationsrichtung erfolgte Abtrag an der Oberfläche bei 4-facher Bestrahlung.

tionsrichtung senkrecht zur Scanrichtung befand, deutlich länger ausgeprägt. Im Fall der einfachen Bestrahlungen beträgt der Unterschied mehr als einen Faktor 20. Bei Dreifachbestrahlung weisen die Kanäle einen geringeren Unterschied auf, der dennoch einen Faktor 3,5 ausmacht. Diese große Abweichung in der Kanallänge ist auf die Erzeugung von Nanostrukturen im Volumen des Saphirs, sog. „Nanoplanes“ zurückzuführen, die sich ähnlich der Riffel an der Oberfläche verhalten (vgl. Kapitel 3.7) und deren Richtung senkrecht zur Polarisationsrichtung verläuft [89, 109, 110]. Liegt die Polarisationsrichtung während der Bestrahlung parallel zur Scanrichtung, so verlaufen die Nanostrukturen quer zur Kanalrichtung. Das bedeutet, dass die Ätzlösung während dem Ätzvorgang abwechselnd auf modifizierte und unmodifizierte Bereiche trifft, wodurch die Ätzrate deutlich reduziert wird. Dieser Effekt wurde ebenfalls bei der Herstellung von Mikrokanälen in Quarzglas beobachtet [111]. Obwohl ein Mikrokanal unabhängig der Polarisationsrichtung in Saphir erzeugt werden kann, ist es zur Herstellung von 2D und 3D Strukturen vorteilhaft, die Polarisationsrichtung z.B. durch Einfügen einer drehbaren  $\lambda/2$ -Platte der Scanrichtung anzupassen. Im Fall von Riffel an der Oberfläche, zeigen sich diese besonders ausgeprägt, wenn mehrere Laserpulse auf die identische Stelle abgegeben werden (vgl. Abbildung 3.7). Da sich die periodischen Nanostrukturen im Volumen ähnlich der Riffel an der Oberfläche verhalten, ist anzunehmen, dass sich diese bei Mehrfachbestrahlung ebenfalls deutlicher ausprägen, so dass die Wahrscheinlichkeit einer fehlerfreien und durchgängigen ätzbaren Phase steigt, wenn sich die Polarisationsrichtung senkrecht zur Scanrichtung befindet. Neben der in der Literatur am häufigsten verwendeten Ätzlösung HF, zeigt Abbildung 4.12 einen Vergleich der erreichten Kanallänge unter Verwendung eines Gemisches aus  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und  $\text{H}_3\text{PO}_4$  im Verhältnis 3:1 bei einer Temperatur von  $250^\circ\text{C}$ , sowie 3 molarer KOH bei Raumtemperatur als Ätzlösung. Die Modifikation des Saphirs fand erneut bei einer Pulsenergie von  $0,43 \mu\text{J}$ , einem Pulsabstand von  $0,4 \mu\text{m}$  und unter Variation der Anzahl der

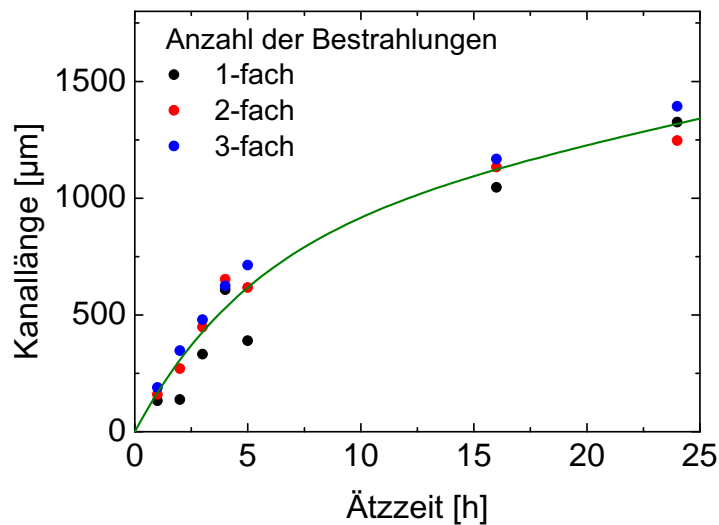


**Abbildung 4.12:** Vergleich der Kanallänge bei unterschiedlichen nasschemischen Ätzverfahren, sowie die Abhängigkeit der Anzahl der Bestrahlungen.

Bestrahlungen statt. Unter diesen Bedingungen wurden drei nominell identische Proben mit jeweils 20 identischen Kanälen hergestellt und für eine Stunde in den unterschiedlichen Lösungen nasschemisch geätzt. Abbildung 4.12 a zeigt das Ergebnis der resultierenden Kanallängen für den Ätzvorgang in HF sowie dem  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  Gemisch. Es ist zu erkennen, dass die Kanallängen im Fall der einfachen Bestrahlung im Rahmen des Fehlers nahezu identisch sind. Mit zunehmender Anzahl an Bestrahlungen zeigen die in HF geätzten Kanäle jedoch größere Längen. Vergleicht man die Streuung in der Kanallänge, so weisen die in  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  geätzten Kanäle bereits bei einfacher Bestrahlung eine sehr geringe Variation auf. Die Ätzrate des modifizierten Saphirs unter Verwendung von  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  liegt im Bereich von  $2 \mu\text{m}/\text{min}$ , wohingegen die Ätzrate des unmodifizierten kristallinen Saphirs im Bereich von  $70 \text{ nm}/\text{min}$  liegt [70]. D.h., dass diese Ätze weniger selektiv ist, weshalb unvollständig modifizierte Bereiche einfacher durchdrungen werden, weshalb die Streuung der Kanallänge geringer ausfällt. Die höhere Ätzrate des kristallinen Saphirs im Vergleich zu HF zeigt sich auch in dem Kanaldurchmesser. Kanäle die mit  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  geätzt wurden zeigten unter dem Lichtmikroskop einen Durchmesser im Bereich von  $2 \mu\text{m}$ , während die Kanäle, die in HF geätzt wurden einen Durchmesser von knapp  $1 \mu\text{m}$  aufweisen.

Die Proben, die in 3 molarer KOH geätzt wurden, zeigten nach einer Stunde keinerlei Mikrokanäle. Aus diesem Grund wurden neue identische Proben hergestellt und für 16 Stunden geätzt. Nach dieser Zeit bildeten sich auch bei den in KOH gelagerten Proben Kanäle aus, deren Längenvergleich in Abbildung 4.12 b gezeigt ist. Die Kanäle, die in KOH geätzt wurden, weisen im Vergleich zu den Kanälen in HF eine um Faktor 4,5 geringere Länge auf, unabhängig der Anzahl der Bestrahlungen. Ähnlich der Kanäle, die in  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  geätzt wurden, zeigen auch die Kanäle in KOH unabhängig der Anzahl der Bestrahlungen eine sehr geringe Streuung. Aufgrund der geringen Ätzrate im Fall von KOH und der hohen Temperaturen die bei  $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_3\text{PO}_4$  notwendig sind, ist durch die geringe Streuung bei Dreifachbestrahlung, HF als Ätzlösung vorzuziehen.

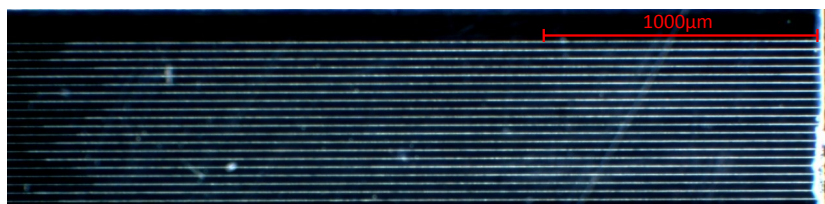
Zur Bestimmung der Kanallänge in Abhängigkeit der Ätzzeit wurden mehrere nominell



**Abbildung 4.13:** Kanallänge in Abhängigkeit der Ätzzeit für eine unterschiedliche Anzahl von Bestrahlungen. Die grüne Kurve zeigt die Tendenz des zeitlichen Verlaufs an.

identische Proben hergestellt ( $E=0,43 \mu\text{J}$ , Pulsabstand  $0,4 \mu\text{m}$ , Polarisation senkrecht zur Scanrichtung) und zeitgleich in ein Ultraschallbad mit HF Lösung gegeben. In unterschiedlichen Zeitabständen wurden einzelne Proben entnommen und deren Länge analysiert. Abbildung 4.13 zeigt den zeitlichen Verlauf der mittleren Kanallänge für Proben mit unterschiedlicher Anzahl an Bestrahlungen. Wie bereits in Abbildung 4.10 gezeigt, hängt die mittlere Kanallänge nur unwesentlich von der Anzahl der Bestrahlungen ab. Die Standardabweichung wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. Um die Ätzrate in Abhängigkeit der Ätzzeit zu verdeutlichen, gibt die grüne Kurve die Tendenz des zeitlichen Verlaufs wieder. Die Ätzrate zu Beginn des Experiments liegt im Bereich von  $3,2 \mu\text{m}/\text{min}$ . Wie der Abbildung 4.13 zu entnehmen ist, reduziert sich die Ätzrate mit zunehmender Zeit. Allerdings zeigt der Verlauf selbst nach 25 Stunden noch kein Plateau, weshalb die maximal erreichte Kanallänge von  $1390 \mu\text{m}$  dennoch durch die Ätzdauer begrenzt ist.

Aus diesem Grund wurde eine weitere Probe unter Verwendung optimierter Bedingungen hergestellt ( $E=0,43 \mu\text{J}$ , Pulsabstand  $0,4 \mu\text{m}$ , Dreifachbestrahlung, Polarisation senkrecht



**Abbildung 4.14:** Dunkelfeldmikroskopaufnahme von Mikrokanälen, die unter optimierten Bedingungen hergestellt und für 4 Tage geätzt wurde. Die maximal erreichte Kanallänge beträgt  $2960 \mu\text{m}$ .

zur Scanrichtung und HF als Ätzlösung) und für 4 Tage in der Ätzlösung belassen. Eine Dunkelfeldmikroskopaufnahme der hergestellten Kanäle ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Es konnte eine maximale Kanallänge von 2960  $\mu\text{m}$  erreicht werden. Bei einem Kanaldurchmesser von  $\approx 0,9 \mu\text{m}$  ergibt sich ein Aspektverhältnis von über 3200. Trotz dieser langen Ätzzeit zeigen die Kanäle bei Analyse im Lichtmikroskop aufgrund der hohen Selektivität des verwendeten Ätzprozesses nur eine sehr schwache Konizität, d.h. geringe Zunahme des Querschnitts im Eintrittsbereich.

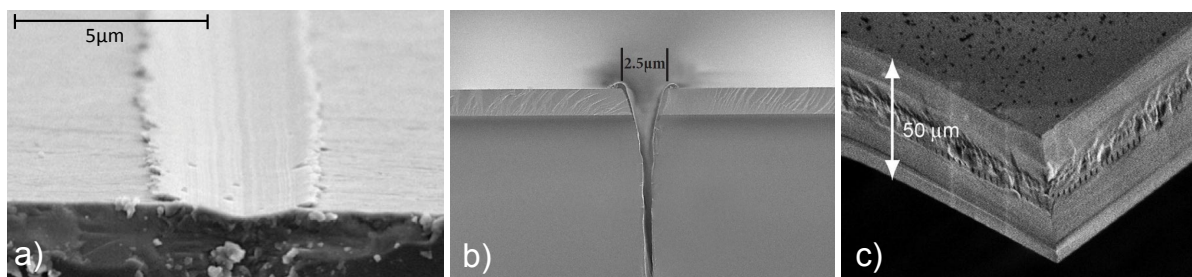
### **Zusammenfassung**

Die mit der L $\mu$ B durchgeführten Modifikationen in Saphir haben gezeigt, dass es, trotz gegensätzlicher Aussagen in der Literatur, möglich ist, eine ätzbare Phase in Saphir mit ps-Laserpulsen bei  $\lambda=355 \text{ nm}$  zu erzeugen. Durch Optimieren der Pulsenergie, des Pulsabstandes, der Polarisationsrichtung sowie der Ätzlösung konnte die Kanallänge maximiert werden. Mit Hilfe von Mehrfachbestrahlungen lässt sich zusätzlich die Streuung in der Kanallänge auf 2,2 % reduzieren, ohne negative Auswirkungen auf die Kanallänge zu haben. Bei einer Ätzzeit von 4 Tagen konnten Kanäle mit einer maximalen Länge von 2960  $\mu\text{m}$  erzeugt werden, die ein Aspektverhältnis von über 3200 aufwiesen. Nach dem derzeitigen Stand sind das die ersten Kanäle, die mit Laserpulsen im ps-Bereich in Saphir erzeugt wurden. Aufgrund der Verwendung eines ps-Lasers, der für den Dauerbetrieb im industriellen Umfeld ausgelegt ist, und der erreichten Kanallänge, bei gleichzeitig sehr geringer Streuung, ist dieser Prozess besonders für industrielle Anwendungen, wie z.B. die Herstellung monolithischer mikrofluidischer Systeme in Kombination mit GaN-basierten Emittern von Interesse.

## 4.2 Laserinduziertes Vereinzeln von Saphirchips durch Volumenmodifikation

Ungefähr 85 % der weltweit produzierten LEDs werden auf Saphir als Substratmaterial hergestellt [10]. Für eine kostengünstige Produktion ist eine effiziente Technik notwendig, um die in der Regel  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  großen LED-Chips zu vereinzeln. Saphir besitzt ein trigonales Kristallsystem. Die Sauerstoffionen nehmen die hexagonal dichteste Kugelpackung ein, während die Aluminiumionen zu  $2/3$  die Zwischengitterplätze besetzen [70]. Im Vergleich zu anderen Substratmaterialien, wie Silizium oder Galliumarsenid, besitzt die Kristallstruktur des Saphirs keine bevorzugte Spaltebene und zählt deshalb zu den technisch nicht spaltbaren Materialien, weshalb die Vereinzelnung von LED-Chips auf Saphir erschwert wird.

Deshalb wird vor der Vereinzelnung das Saphirsubstrat von der Rückseite typischerweise auf eine Dicke von  $\approx 100 \mu\text{m}$  abgedünnt, um die Dicke des Chips im Vergleich zu dessen lateraler Ausdehnung so gering wie möglich zu halten. Waferdicken unterhalb von  $100 \mu\text{m}$  sind bei den typischerweise 4 - 6 Zoll großen Saphirwafern allerdings nicht mehr handhabbar. Gebräuchliche Verfahren für die Vereinzelnung sind das „Blade Dicing“, „Scribe and Break“ oder „Laser Dicing“. Bei dem Verfahren des „Blade Dicings“ wird ein mit Diamantpartikel bestücktes Sägeblatt verwendet, um den Saphir auf klassische Weise zu durchtrennen. Während dem Sägeprozess entstehen neben Staub auch Muschelbrüche an der Sägekante des Saphirs, die bis zu  $50 \mu\text{m}$  in den Saphir hineinragen können, weshalb die Sägestraßen entsprechend breit ausgelegt werden müssen und damit die nutzbare Waferfläche deutlich reduziert wird. Aufgrund der enormen Härte von Saphir (Mohshärte 9 [70]) kann nur mit sehr geringer Schnittgeschwindigkeit gearbeitet werden, und die Abnutzung des Sägeblattes ist sehr hoch. Bei dem „Scribe and Break“ Verfahren wird eine Diamantspitze über den Wafer gezogen, die eine Sollbruchstelle erzeugt, wie sie in Abbildung 4.15 a gezeigt ist. Anschließend wird der Wafer über eine Kante gebrochen. Die Diamantspitze erfährt auch bei diesem Verfahren eine große Abnutzung, so dass ihre Standzeit begrenzt



**Abbildung 4.15:** a) REM-Aufnahme einer Einkerbung in einem Saphir Wafer durch eine Diamantspitze (Entnommen aus [112]) b) REM-Aufnahme einer sehr schmalen und tiefen Einkerbung die durch Laserablation in einem Saphirwafer erzeugt wurde (Entnommen aus [113]) c) Durch „Stealth Dicing“ vereinzelter Silizium Chip. An der Spaltkante sind die Volumenmodifikationen sichtbar (Entnommen aus [114])

ist. Ferner entstehen auch hier unerwünschte Saphirpartikel auf der Oberfläche des Wafers. Beim „Laser Dicing“ wird ebenfalls eine Sollbruchstelle im Saphirwafer erzeugt, allerdings unter Verwendung eines Lasers. Hierzu wird an der Oberfläche eine tiefe Kerbe erzeugt, wie sie in Abbildung 4.15 b gezeigt ist. Die spitz zulaufende Kerbe stellt eine ideale Sollbruchstelle dar. Der Nachteil besteht allerdings darin, dass bei der Laserbearbeitung im Fall von langen Laserpulsen eine Deposition von hartnäckiger Schmelzschlacke entsteht, die zur Verschmutzung der Oberfläche führt. Deshalb muss bei diesem Verfahren zwischen den einzelnen LEDs ebenfalls ein ausreichender Freiraum eingehalten werden, damit der LED-Chip bei der Vereinzelung nicht beschädigt wird. Ein weiterer Nachteil stellen Absorptionsverluste an den Schlackerückständen entlang der Schnittkante dar, die zur Reduktion der Lichtleistung des Chips führen können.

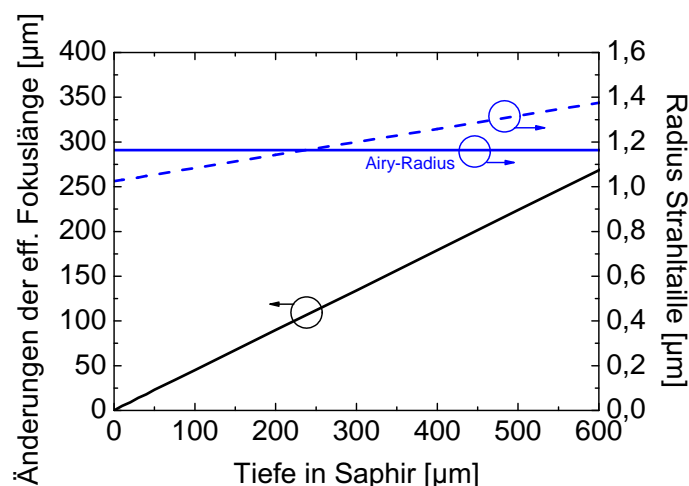
Ein Verfahren, das sich in den letzten Jahren zum Vereinzeln von Siliziumbauteilen etabliert hat, ist das sog. „Stealth Dicing“. Dabei wird ein Laserstrahl mit einer Wellenlänge verwendet, die sich im Bereich der Bandlückenenergie von Silizium befindet (z.B.  $\lambda=1064$  nm), so dass ein erheblicher Teil der Strahlung transmittiert wird. Die Pulsdauer liegt dabei im ns-Bereich. Wird der Laserstrahl in das Volumenmaterial fokussiert, so ergibt sich im Bereich des Fokus die größte Erwärmung aufgrund von Restabsorption. Durch die lokale Erwärmung zu Beginn des Laserpulses steigt der Absorptionskoeffizient an, so dass die Absorption und damit die Temperatur gegen Ende des Pulses stark zunimmt. Durch die sehr starke lokale Erwärmung entstehen Mikrorisse im Material, die eine Sollbruchstelle für den Spaltvorgang darstellen [114]. Abbildung 4.15 c zeigt einen Silizium Chip, der auf diese Weise vereinzelt wurde. An den Spaltkanten sind die Volumenmodifikationen gut zu erkennen. Das Vereinzeln der Chips kann durch Anwenden von lateralen Zugkräften erfolgen, z.B. durch Aufkleben des Wafers auf Folie und anschließender Expansion. Der Vorteil des „Stealth Dicings“ besteht darin, dass keine Verunreinigungen an der Oberfläche entstehen und die Schädigung im Bereich der Spaltkante so minimal wie möglich gehalten wird.

Im Fall von Saphir, der bis zu einer Wellenlänge von 200 nm transparent ist [70], gestaltet sich die Volumenmodifikation unter Ausnutzung der Restabsorption im Bereich der Bandlückenenergie schwieriger, da es in diesem Wellenlängenbereich wenig leistungsstarke Lasersysteme gibt. Dennoch wird seit einigen Jahren auch das „Stealth Dicing“ bei Saphir entwickelt [115, 116]. Analog zu den Mikrokanälen in Saphir (Kapitel 4.1) wird ein Laserstrahl mit Photonenenergien unterhalb der Bandlückenenergie von Saphir in das Volumen fokussiert und die nichtlineare Absorption bei hohen Intensitäten im Bereich des Fokus ausgenutzt. Im Gegensatz zu der Herstellung der Mikrokanäle steht nicht die Erzeugung einer Phase im Vordergrund, deren Ätzrate höher als die des unmodifizierten Saphirs ist, sondern die Erzeugung einer Modifikation, die eine maximale Volumenzunahme aufweist. Im Fall der amorphen Phase von Saphir konnte im Vergleich zu der kristallinen Phase eine Volumenzunahme von bis zu 30 % nachgewiesen werden [117]. Die im Volumen erzeugte Modifikation ruft eine enorme Verspannung hervor, die als Sollbruchstelle für den Spaltprozess dient, ohne Verunreinigungen an der Oberfläche zu verursachen.

Bei den in diesem Unterkapitel vorgestellten Ergebnissen war Philipp Schmatzer im Rahmen seiner Bachelorarbeit „Laser-basiertes Vereinzeln von Leuchtdioden auf Saphirsubstrat“ beteiligt [118].

### 4.2.1 Erzeugen und Charakterisieren von Verspannungen

Für den „Stealth Dicing“ Prozess wird der Laserstrahl erneut in ein Medium mit größerem Brechungsindex fokussiert, weshalb sich eine Änderung der effektiven Fokusslänge ergibt. Die zur Herstellung der Mikrokanäle (Kapitel 4.1) verwendete asphärische Fokuslinse (Thorlabs AL1210-A) wies nach einiger Zeit deutliche Beschädigungen auf. Das Material der Linse (S-LAH64) zeigt bei der Laserwellenlänge von 355 nm bereits eine geringfügige Absorption, weshalb die Beschädigung auf die sehr hohen Fluenzen von bis zu  $30 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  bzw. Pulsspitzenleistungen von bis zu  $30 \text{ MW}/\text{cm}^2$  beim Auftreffen auf die Fokuslinse zurückgeführt wurden. Aufgrund der relativ kurzen Standzeit wurde stattdessen Strahlengang #2 aus Tabelle 2.3 verwendet, dessen Schärfentiefe und Fokusgröße ähnliche Werte liefert. Sämtliche optische Elemente dieses Strahlengangs sind aus Quarzglas gefertigt und besitzen Antireflexbeschichtungen, die für hohe Pulsspitzenleistungen ausgelegt sind. Strahlengang #4, der eine noch geringere Schärfentiefe liefert, konnte für die Bearbeitung des Saphirs nicht verwendet werden, da das Objektiv bei 355 nm ebenfalls Absorption aufweist und die zur Modifikation notwendigen Pulsenergien ebenfalls zur Zerstörung geführt hätten. Deshalb wurde mit dem Simulationsprogramm „ZEMAX“ die Änderung der effektiven Fokusslänge mit zunehmender Tiefe in Saphir für Strahlengang #2 berechnet. Diese ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Die Änderungsrate beträgt  $\Delta Z=45 \mu\text{m}$  je  $100 \mu\text{m}$  Tiefe in Saphir. Zusätzlich zeigt Abbildung 4.16 die Änderung des Radius der Strahltaile

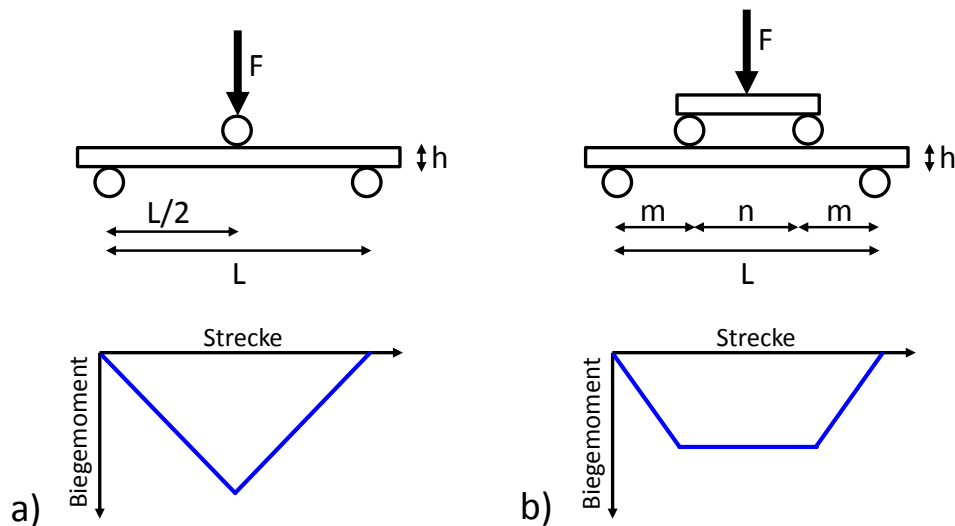


**Abbildung 4.16:** Mit dem Simulationsprogramm ZEMAX berechnete Änderung der effektiven Fokusslänge in Abhängigkeit der Tiefe, mit der sich der Fokuspunkt unterhalb der Oberfläche von Saphir befindet. Die Berechnung erfolgte für Strahlengang #2 aus Tabelle 2.3. Zusätzlich ändert sich der Radius der Strahltaile, bleibt aber in dem lediglich  $100 \mu\text{m}$  dicken Saphir beugungsbegrenzt.

in Abhängigkeit der Tiefe. Im Gegensatz zu Strahlengang #1 (vgl. Abbildung 4.2) zeigt der hier verwendete Strahlengang #2 eine Zunahme des Radius mit zunehmender Tiefe in Saphir. Da das Triplet Linsensystem für eine Wellenlänge von 355 nm entworfen wurde, zeigt es bei Fokussierung in Luft keine sphärische Aberration. Wird der Strahl jedoch in Saphir fokussiert, so ergibt sich eine sphärische Aberration, die bei einer Tiefe von 600  $\mu\text{m}$  unter der Oberfläche 0,28  $\mu\text{m}$  beträgt. Die Abbildung ist jedoch bis zu einer Tiefe von 240  $\mu\text{m}$  beugungsbegrenzt. Bei größeren Tiefen vergrößert sich der Fokus linear mit einer Rate von 60 nm je 100  $\mu\text{m}$  Tiefe. Da bei der industriellen Herstellung GaN-basierter LEDs das Saphirsubstrat auf  $\approx 100 \mu\text{m}$  gedünnt wird, wurden sämtliche Experimente für das „Stealth Dicing“ an 100  $\mu\text{m}$  dicken Saphirwafern durchgeführt. Somit kann abgesehen von Selbstfokussierungseffekten davon ausgegangen werden, dass der Radius der Strahltaile aufgrund der Beugungsbegrenzung unverändert bleibt.

Das Erzeugen von Verspannungen im Volumen von Saphir ruft Änderungen der mechanischen Eigenschaften hervor, die sich in einer reduzierten Biegefestigkeit und einem evtl. geänderten Elastizitätsmodul zeigen. Diese beiden Größen lassen sich durch Einwirken einer Zug- bzw. Biegekraft und Ausmessen der entsprechenden Verformung bestimmen. Da es sich bei Saphir um ein sprödes Material handelt, ist der Biegeversuch besonders gut für die Bestimmung dieser beiden Parameter geeignet. Eine schematische Darstellung von zwei möglichen Biegeversuchsanordnungen ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Die Probe wird auf zwei Auflager gelegt und von oben durch ein bzw. zwei weitere Auflager mit einer Kraft  $F$  belastet. Im Fall von spröden Materialien ergibt sich zunächst eine mit der Kraft lineare und reversible Verformung, wobei oberhalb einer maximalen Kraft  $F_{max}$  die Probe fast ohne vorherige plastische Verformung zerbricht [119]. Die Verformung kann durch einen Dreipunkt- oder Vierpunktbiegeversuch bestimmt werden. Wie in Abbildung 4.17 a zu erkennen ist, ergibt sich bei dem Dreipunktbiegeversuch ein maximales Biegemoment unterhalb des oberen Auflagers, während sich im Fall des Vierpunktbiegeversuches ein breiter Bereich mit einem konstanten Biegemoment ausbildet. Deshalb wirken sich im letztgenannten Fall Justagefehler zwischen einem modifizierten Bereich der Probe und dem oberen Auflager weniger stark aus. Zur Bestimmung der Biegefestigkeit des modifizierten Saphirs wurde dennoch ein Dreipunktbiegeversuch aufgebaut, da es diese Anordnung erlaubt, kleinere Probengrößen zu vermessen, deren Dimension näher an den typischen Chipgrößen liegen. Um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, sind aufgrund von großen statistischen Schwankungen zahlreiche Bruchexperimente durchzuführen, so dass im Fall kleiner Probengrößen weniger Wafer für die Experimente notwendig sind, die im Fall der lediglich 100  $\mu\text{m}$  dicken Saphirwafer hohe Kosten verursachen würden.

Typische, kommerziell erhältliche Aufbauten für Biegeversuche sind für Probengrößen von einigen Zentimeter ausgelegt. Um auch Proben mit Abmessungen im Millimeterbereich zu vermessen, wurde ein selbstkonstruierter Aufbau für Biegeexperimente realisiert. Dieser erlaubt es, Proben mit einer minimalen Länge von 12 mm zu vermessen. Die Probe wird dabei auf zwei zylinderförmige Auflager ( $\varnothing 1 \text{ mm}$ ) gelegt, die in einer eingekerbten Stahlplatte in einem Abstand von 10 mm zueinander liegen. Die Kraft wird durch einen



**Abbildung 4.17:** Schematische Darstellung eines a) Dreipunkt- und b) Vierpunktbiegeversuches, sowie der zugehörige schematische Verlauf des Biegemomentes.

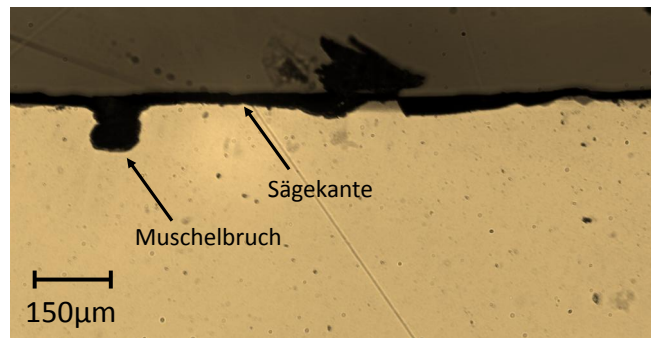
pneumatisch betriebenen Messtaster (Heidenhain MT12P) aufgeprägt, die sich linear mit dem angelegten Luftdruck eines Druckregelventils ändert. Die Auslenkung des Messtasters wird über einen integrierten Wegsensor mit einer Genauigkeit von  $0,5 \mu\text{m}$  ausgelesen. An der Spitze des Messtasters befindet sich eine keilförmige Schneide, die mit einer Auflagefläche von  $0,2 \times 5 \text{ mm}^2$  auf die Probe drückt. Über ein LabView basiertes Programm wird der angelegte Druck eingestellt, sowie der Wegsensor ausgelesen. Zur Kalibrierung der ausgeübten Kraft in Abhängigkeit des angelegten Druckes wurde eine Waage (Kern CM 320-1N) mit einer Auflösung von  $\pm 0,1 \text{ g}$  verwendet. Bis zu einem maximal möglichen Druck von  $5 \text{ bar}$  ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit einer Kraftänderung von  $76,12 \text{ mN}$  je  $100 \text{ mbar}$ , so dass eine maximale Kraft von  $3,8 \text{ N}$  zur Verfügung stand. Wird die eingelegte Probe durch das obere Auflager belastet, so bildet sich auf der Oberseite der Probe eine Druckspannung und auf der Unterseite eine Zugspannung aus. In der Mitte der Probe verläuft die neutrale Faser, deren Biegespannung null ist. Wird die Probe mit einer Kraft  $F < F_{max}$  belastet, so dass sich die Verformung im elastischen Bereich befindet, kann aus der Auslenkung  $\delta$  das Elastizitätsmodul berechnet werden [120]:

$$E = \frac{L^3 F}{4bh^3 \delta} \quad (4.5)$$

$L$  bezeichnet die Länge zwischen den beiden unteren Auflagern,  $b$  die Breite und  $h$  die Höhe der Probe. Durch die an der Unterseite der Probe hervorgerufene Zugspannung treten bei Erreichen von  $F_{max}$  Mikrorisse im Material auf, die sich durch die gesamte Probe ausbreiten und schließlich zum Bruch führen. Die Biegefestigkeit der Probe lässt sich durch

$$\sigma_{b,max} = \frac{3LF_{max}}{2bh^2} \quad (4.6)$$

berechnen [120].

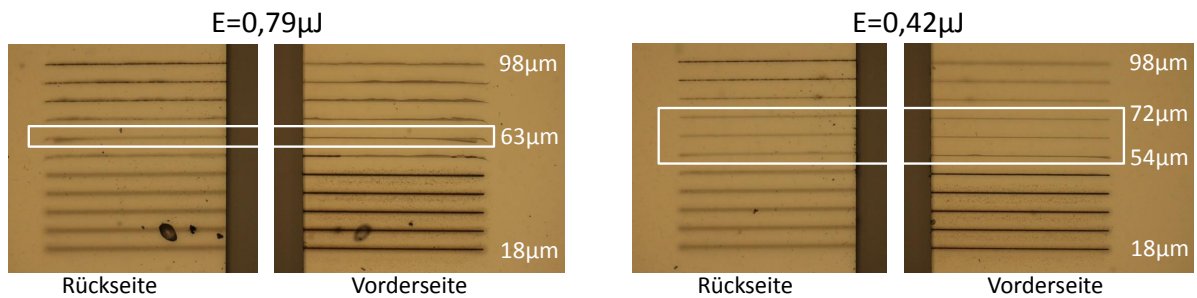


**Abbildung 4.18:** Gesägte Seitenkante eines 100 µm dicken Saphirwafers. Die durch den Sägeprozess auftretenden Muschelbrüche können Ausdehnungen von bis zu 50 µm erreichen.

Die für die Experimente verwendeten Proben wiesen eine Größe von 5x12 mm<sup>2</sup> auf und wurden aus 2 Zoll großen 100 µm dicken doppelseitig polierten Saphirwafern der Firma Roditi gesägt. Die Modifikation erfolgte in der Mitte der Probe, so dass sich nach dem Bruch zwei 5x6 mm<sup>2</sup> große Bruchstücke ergaben. Zum Aussägen der Proben aus dem Wafer wurde eine Säge verwendet, deren Sägeblatt mit Diamantpartikel besetzt war. Abbildung 4.18 zeigt die Mikroskopaufnahme einer Sägekante, die deutlich das Auftreten eines Muschelbruchs zeigt, der 50 µm tief in die Probe hineinragt. Da die Muschelbrüche ebenfalls als Sollbruchstelle wirken und damit die Biegefestigkeit herabsetzen, wurden jeweils 20 nominell identische Proben hergestellt, um eine ausreichend große statistische Verteilung zu erhalten.

#### 4.2.2 Minimieren der Biegefestigkeit

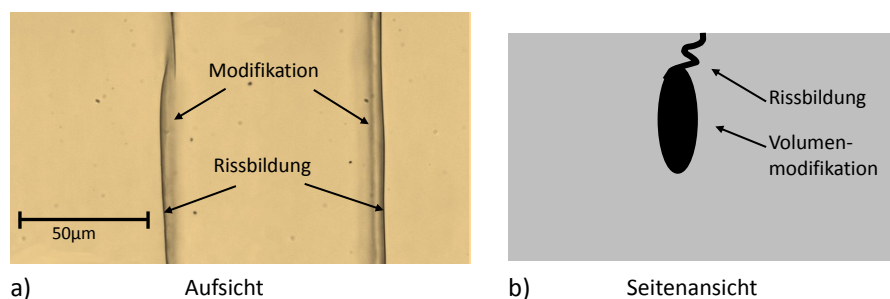
Zum Herabsetzen der Biegefestigkeit ist es notwendig, eine maximale Verspannung im Volumen zu erzeugen, die sich in dem Bereich der Probe befindet, der bei der Biegung eine Zugspannung erfährt. Da die Spannung beim Biegeversuch linear zur Oberfläche ansteigt, wäre eine Modifikation nahe aber noch unter der Oberfläche optimal. Je näher sich jedoch der Fokus an der Oberfläche befindet, desto größer wird die Fluenz auf der Probenoberfläche, so dass bei Überschreiten der Ablationsschwelle oberflächlicher Materialabtrag stattfindet. Deshalb muss mit abnehmender Tiefe die Pulsenergie entsprechend reduziert werden. Während der Laserbearbeitung wurden die Proben so auf den Vakuumchuck der LµB befestigt, dass sich ein Luftspalt zwischen der Unterseite der Probe und dem Vakuumchuck der LµB bildete. Somit wurde vermieden, dass es durch Absorption von Reststrahlung an der Auflagefläche zu Beeinflussungen des Saphirs an der Unterseite kommt. Aufgrund der nicht mehr vollflächig aufliegenden Probe, wurde diese nicht plan auf den Waferchuck gesaugt. Damit der Fokus trotz der im Wafer vorhandenen Verwerfungen und Dickenschwankungen in einer konstanten Tiefe unter der Oberfläche verläuft, wurde die Höhe der Oberfläche vor der Bearbeitung vermessen und während der Bearbeitung entsprechend angepasst. Vorexperimente bei unterschiedlichen Fokustiefen und Pulsenergien haben gezeigt, dass es durch einmaliges Bestrahlen des Saphirs nicht



**Abbildung 4.19:** Mikroskopische Aufnahme von Modifikationen in Saphir unter Variation der Fokustiefe bei Pulsenergien von  $0,79\ \mu\text{J}$  und  $0,42\ \mu\text{J}$ . Im ersten Fall ist lediglich bei Fokussierung in der vertikalen Mitte des Saphirwafers eine ablationsfreie Modifikation möglich.

möglich ist, ausreichend große Verspannungen zu erzeugen, so dass der Saphirwafer an der Sollbruchstelle zerbricht. Aus diesem Grund wurde die Anzahl der Bestrahlungen erhöht. Nach vier aufeinanderfolgenden Bestrahlungen des identischen Bereichs war es möglich, die Proben zuverlässig an der erzeugten Verspannung zu brechen. Die im Folgenden durchgeführten Experimente weisen aus diesem Grund alle eine vierfache Bestrahlung des identischen Bereichs auf.

Abbildung 4.19 zeigt beispielhaft Mikroskopische Aufnahmen von Modifikationen, deren Tiefe schrittweise verändert wurde, während die Pulsenergie und der Pulsabstand konstant gehalten wurden. Die Schritte, in denen die Höhe der Fokuslinse verändert wurde, betrug  $5\ \mu\text{m}$  je Zeile. Die Tiefenangaben in Abbildung 4.19 enthalten bereits die Korrekturen  $\Delta Z$ , die aufgrund der Fokussierung in Saphir notwendig sind. Im Fall der Bearbeitung mit einer Pulsenergie von  $0,79\ \mu\text{J}$  und einem Pulsabstand von  $100\ \text{nm}$  zeigt lediglich eine Linie eine an der Ober- bzw. Unterseite ablationsfreie Modifikation. Diese befindet sich, abgesehen von Selbstfokussierungseffekten, in einer Tiefe von  $63\ \mu\text{m}$ , die ungefähr der halben Dicke des Wafers entspricht. Eine ablationsfreie Modifikation ist bei weiterer Steigerung der Pulsenergie bei dem verwendeten Strahlengang nicht möglich, weshalb eine Pulsenergie von  $0,79\ \mu\text{J}$  die obere Grenze bei den verwendeten Parametern (Pulsabstand  $100\ \text{nm}$ , Vierfachbestrahlung) darstellt. Wird die Pulsenergie auf  $0,42\ \mu\text{J}$  reduziert, so

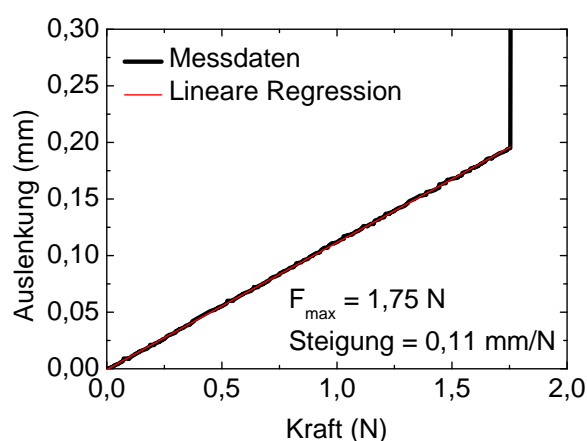


**Abbildung 4.20:** a) Aufsicht auf einen modifizierten aber noch nicht gebrochenen Saphirwafer. Aufgrund der Verspannungen im Volumen bilden sich Risse aus, die bis zu der Oberfläche durchdringen. b) Schematische Darstellung der Rissbildung.

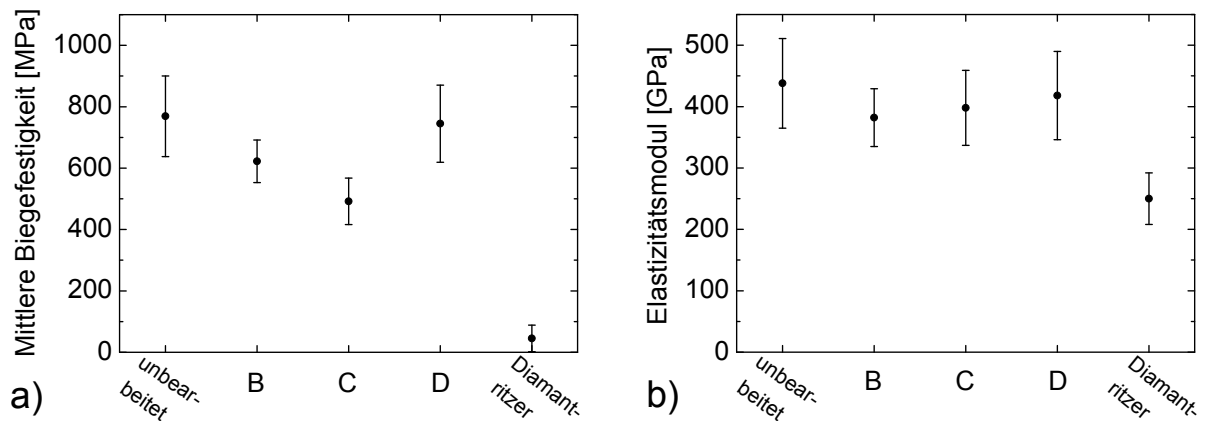
**Tabelle 4.1:** Probenotypen, die zur Bestimmung der Abnahme der Biegefestigkeit mit unterschiedlichen Laserparametern bearbeitet wurden (B,C,D). Die Wellenlänge betrug in allen Fällen  $\lambda=355$  nm. Als Referenz diente eine Probe, die mit einem Diamantritzer bearbeitet wurde (E), sowie eine unbearbeitete Probe (A).

Parameter	Bearbeitungsart	Pulsenergie	Tiefe in Saphir	Pulsabstand
A	unbearbeitet	-	-	-
B	Stealth Dicing	0,79 $\mu$ J	63 $\mu$ m	0,1 $\mu$ m
C	Stealth Dicing	0,42 $\mu$ J	54 $\mu$ m	0,1 $\mu$ m
D	Stealth Dicing	0,05 $\mu$ J	18 $\mu$ m	0,1 $\mu$ m
E	Scribe and Break	-	Oberfläche	-

lassen sich ablationsfreie Modifikationen in einem größeren Bereich zwischen 54  $\mu$ m und 72  $\mu$ m erzeugen. Bei zusätzlicher Energiereduktion auf 0,05  $\mu$ J sind auch Modifikationen in einer Tiefe von lediglich 18  $\mu$ m unter der Oberfläche möglich. Die Energieuntergrenze, bei der im Mikroskop keine sichtbaren Modifikationen mehr auftreten, liegt bei 0,03  $\mu$ J. Die Detailaufnahme in Abbildung 4.20 a zeigt die Aufsicht einer Probe, die zwei zueinander parallel verlaufende Modifikationen enthält. Die Bearbeitung fand bei einer Pulsenergie von 0,42  $\mu$ J in einer Tiefe von 54  $\mu$ m statt. An der Oberfläche ist eine deutliche Rissbildung zu erkennen, die parallel zu der sich im Volumen befindlichen Modifikation verläuft, die ebenfalls in Abbildung 4.20 a zu erkennen ist. Abbildung 4.20 b zeigt eine schematische Seitenansicht der auftretenden Rissbildung. Aufgrund der Phasenumwandlung und der damit verbundenen Volumenzunahme werden die Spannungen im Material so groß, dass die Bruchzähigkeit des Kristalls (3 MPa m<sup>1/2</sup> [96]) überschritten wird und es zur Ausbildung von Rissen kommt.



**Abbildung 4.21:** Beispiel eines Biegeexperimentes, einer 5x12 mm<sup>2</sup> großen Saphirprobe, die bei einer Pulsenergie von 0,42  $\mu$ J in einer Tiefe von 54  $\mu$ m modifiziert wurde. Bei einer Kraft von 1,75 N kommt es zum Bruch der Probe. Durch lineare Regression lässt sich die Durchbiegung in Abhängigkeit der angelegten Kraft bestimmen.

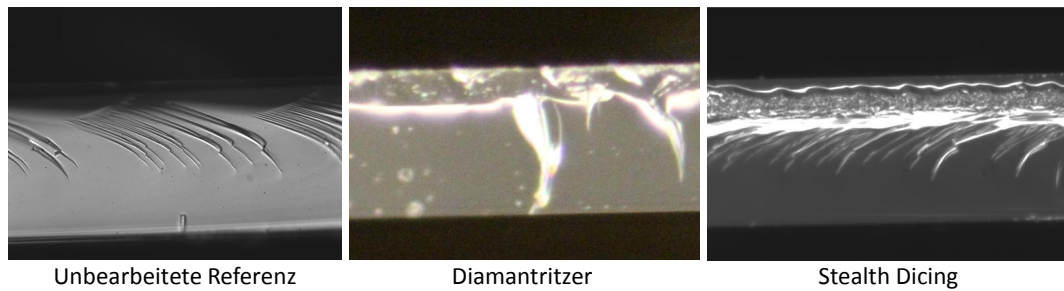


**Abbildung 4.22:** a) Vergleich der mittleren Biegefestigkeit von jeweils 20 unterschiedlich modifizierten Proben. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung an. b) Vergleich des Elastizitätsmoduls der unterschiedlich modifizierten Proben.

Um die Abnahme der Biegefestigkeit zu bestimmen, wurden jeweils 20 Proben, mit den in Tabelle 4.1 gezeigten Parametern, bearbeitet. Die Tiefe unter der Oberfläche wurde dabei so gewählt, dass die Modifikation bei gegebener Pulsenergie so nah wie möglich an der Oberfläche verläuft, damit die auftretenden Verspannungen maximal zu den Zugspannungen während dem Biegeexperiment beitragen. Zusätzlich zu den laserbearbeiteten Proben wurden zwei Arten von Referenzproben untersucht. Die eine enthielt eine durch einen Diamantritzer an der Oberfläche befindliche Kerbe („Scribe and Break“), die andere diente als unbearbeitete Referenzprobe.

Im Anschluss an die Bearbeitung wurden alle Proben mit dem aufgebauten Dreipunktbiegeversuch gebrochen, wobei der modifizierte Bereich sorgfältig relativ zur Schneide ausgerichtet wurde und sich auf der Seite der Probe befand, die Zugkräfte während der Biegung erfährt. Abbildung 4.21 zeigt beispielhaft die Auslenkung  $\delta$  in Abhängigkeit der aufgeprägten Kraft  $F$  für eine Probe, die mit den Parametern C aus Tabelle 4.1 bearbeitet wurde. Es ergibt sich eine lineare Auslenkung von 0,11 mm/N bis zu einer Kraft von  $F_{max}=1,75$  N, die einer Auslenkung von  $\delta=193$   $\mu$ m entspricht. Oberhalb von  $F_{max}$  kommt es zum Bruch der Probe, der sich in der schlagartigen Zunahme der Auslenkung zeigt. Wie es für spröde Materialien zu erwarten ist, ergibt sich keine erkennbare plastische Verformung, die eine Zunahme der Steigung zur Folge hätte. Mit Hilfe der Gleichung 4.5 lässt sich über die Steigung der Geraden das Elastizitätsmodul berechnen. Mit  $F_{max}$  beim Bruch der Probe kann über Gleichung 4.6 die Biegefestigkeit bestimmt werden. Für die gezeigte Probe ergibt sich ein Elastizitätsmodul von  $E=455$  GPa und eine Biegefestigkeit von  $\sigma_{b,max}=525$  MPa.

Auf diese Weise wurden alle in Tabelle 4.1 aufgelisteten, jeweils 20 Proben ausgewertet. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Biegefestigkeiten sind in Abbildung 4.22 a) gezeigt. Die unbearbeitete Probe zeigt die höchste Biegefestigkeit von  $\sigma_{b,max}=769\pm 132$  MPa. Vergleicht man hierzu die laserbearbeiteten Proben, so ergibt sich im Rahmen der Standardabweichung nur bei Probentyp C eine signifikante Senkung der Biegefestigkeit mit  $\sigma_{b,max}=492\pm 76$  MPa. Obwohl die verwendete Pulsenergie und damit die erwartete Ver-



**Abbildung 4.23:** Lichtmikroskopaufnahmen der Spaltkanten, von unterschiedlich modifizierten Probenotypen.

spannung bei Probenotyp B am höchsten war, zeigen diese Proben mit einer Biegefestigkeit von  $\sigma_{b,max}=586\pm 69$  MPa eine geringere Abnahme der Biegefestigkeit, die im Rahmen des Fehlers identische mit den unbearbeiteten Proben ist. Die geringe Abnahme ist darauf zurückzuführen, dass die Bearbeitung im Bereich der neutralen Faser stattfand, die während der Biegung keine Längenänderung erfährt. Die geringfügige Abnahme des Mittelwerts ist auf die vertikale Ausdehnung der Modifikation zurückzuführen, die eine Modifikation auch außerhalb der neutralen Faser bewirkt. Die Biegefestigkeit von Probenotyp D zeigt mit  $\sigma_{b,max}=745\pm 125$  MPa keine messbare Abweichung zu den unbearbeiteten Proben, obwohl sich die Modifikation sehr nahe an der Oberfläche befand. Dies deutet darauf hin, dass bei der verwendeten Pulsenergie von  $0,05 \mu\text{J}$  die erzeugte Modifikation keine signifikante Verspannung hervorruft. Im Vergleich zu der Laserbearbeitung zeigen die mit dem Diamantritzer modifizierten Proben eine deutlich geringere Biegefestigkeit von  $\sigma_{b,max}=46\pm 43$  MPa, die soweit herabgesetzt wurde, dass die Proben bei unvorsichtiger Handhabung von selbst zerbrachen. Betrachtet man die Standardabweichung in Abbildung 4.22 a, so ist zu erkennen, dass die unbearbeiteten Proben und Probenotyp D die größten Abweichungen aufweisen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass aufgrund der fehlenden bzw. sehr geringfügigen Modifikation das Einsetzen des Bruches hauptsächlich durch Muschelbrüche hervorgerufen wird, die statistisch entlang der Länge  $L$  verteilt sind. Bei kleinerem Abstand der Muschelbrüche zur Schneide ergibt sich eine geringere Biegefestigkeit. Je ausgeprägter die Verspannung durch die Modifikation ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Bruch durch diese hervorgerufen wird. Neben den Muschelbrüchen tragen auch Schwankungen der Probendicke ( $\propto 1/h^2$ ), sowie eine laterale Ablage der Schneide relativ zu der Modifikation zur Streuung der Messwerte bei.

Abbildung 4.22 b zeigt das Elastizitätsmodul der unterschiedlichen Probenotypen. Im Fall der unbearbeiteten Probe ergibt sich ein Wert von  $E=438\pm 73$  GPa. Dieser ist im Rahmen des Fehlers identisch zu den laserbearbeiteten Proben. Somit lassen sich bei den durchgeführten Volumenmodifikationen keine signifikanten Auswirkungen auf das Elastizitätsmodul feststellen. Im Gegensatz dazu zeigt die diamantbearbeitete Probe eine deutliche Reduktion auf  $E=250\pm 42$  GPa, die auf die entstehende Kerbe an der Oberfläche und den davon ausgehenden vertikalen Mikrorissen zurückzuführen ist, wodurch die Probendicke lokal reduziert wird ( $E\propto 1/h^3$ ). Die große Streuung des Elastizitätsmoduls ist auf

Variationen der Probendicke, sowie auf Fehljustage des oberen Auflagers zurückzuführen. Abschließend zeigt Abbildung 4.23 den Vergleich der Spaltkanten, die sich bei den unterschiedlichen Probentypen ergeben. Die gezeigte Kantenlänge liegt im Bereich von 200  $\mu\text{m}$  und weist auf der kurzen Längenskala bei der unbearbeiteten Probe einen glatten Bruch auf, der in der oberen Hälfte krallenartige Stufen zeigt. Auf größerer Längenskala im Bereich einiger Millimeter und Zentimeter verläuft der Bruch aufgrund der fehlenden Spaltebenen nicht mehr in einer geraden Linie. In der Abbildung der diamantbearbeiteten Probe ist deutlich die Einkerbung durch den Diamantritzer zu erkennen. Der darunterliegende Bereich weist ebenfalls eine glatte Spaltkante auf, die auch auf größerer Längenskala entlang der Modifikation verläuft. Die Abbildung der laserbearbeiteten Probe zeigt, ähnlich der unbearbeiteten Probe, krallenartige Stufen unterhalb der sich im Volumen befindlichen Modifikation, wobei auch in diesem Fall die Spaltkante auf größerer Längenskala entlang der Modifikation verläuft.

### Zusammenfassung

Durch die Volumenmodifikation von Saphir mit ps-Pulsen bei einer Wellenlänge von 355 nm konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, die Biegefestigkeit herabzusetzen, ohne dabei Materialabtrag an der Oberfläche zu erzeugen. Die Proben, die durch den aufgebauten Dreipunktbiegeversuch gebrochen wurden, zeigten eine lineare Durchbiegung, bis zu einer Kraft  $F_{max}$  bei der es an der erzeugten Modifikation zum Bruch kam. Im Vergleich zu unbearbeiteten Proben konnte die mittlere Biegefestigkeit bis zu 36 % gesenkt werden. Diese Absenkung genügte, um einen definierten Bruchkeim im Volumen zu setzen, entlang dessen auch der Bruch verlief. Die mechanisch mit einem Diamantritzer bearbeiteten Referenzproben zeigten eine Reduktion der mittleren Biegefestigkeit von 94 %, so dass es bei unvorsichtiger Handhabung zum ungewollten Bruch der Probe kam.

Damit der „Stealth Dicing“ Prozess nicht nur für die Siliziumindustrie, sondern auch für die Fertigung von LED-Chips auf Saphirsubstraten interessant wird, ist es wünschenswert, die Biegefestigkeit weiter zu senken, damit die Expansion einer Folie ausreicht, um den aufgetragenen Saphirwafer zu vereinzeln. Hierzu sind Fokusoptiken notwendig, die eine höhere Numerische Apertur aufweisen und gleichzeitig für hohe Pulsspitzenleistungen ausgelegt sind, damit die im Volumen deponierte Energie gesteigert werden kann und die Fluenz an der Oberfläche reduziert wird.

### 4.3 Herstellung GaN-basierter LEDs durch Laserbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen

Die in Kapitel 4.1 und 4.2 durchgeführten Untersuchungen beschäftigten sich ausschließlich mit der Laserbearbeitungen des Substratmaterials einer GaN-basierten LED. Das folgende Kapitel behandelt dagegen die Bearbeitung der epitaktisch auf das Substrat aufgewachsenen Schichten, der LED-Heterostruktur.

In den letzten Jahren erfuhr die weiße LED, deren Basis die blaue GaN-basierte LED darstellt, einen enormen Fortschritt. Der Grund hierfür liegt in dem enormen Energieeinsparpotential aufgrund der hohen Effizienz, so dass die weiße LED mittlerweile den Markt der Allgemeinbeleuchtung erobert. Sie ist neben der Hintergrundbeleuchtung von Flachbildschirmen bereits in Frontscheinwerfern von Kraftfahrzeugen, der Straßenbeleuchtung und Innenraumbeleuchtung, auch im privaten Bereich, zu finden und gilt als die Lichtquelle der Zukunft [121]. Nach der Erfindung der Lumineszenzkonversions-LED im Jahre 1996 [6] gab es in den vergangenen Jahren beträchtliche Fortschritte bei der Effizienz, so dass bei weißen LEDs heute bis zu 231 lm/W erreicht werden [7]. Trotz dieser Erfolge wird die Forschung und Entwicklung weiterhin stark vorangetrieben, um einerseits die optische Ausgangsleistung im Vergleich zur elektrisch eingespeisten Energie zu erhöhen (engl. wall-plug efficiency) und andererseits den Farbwiedergabeindex  $R_a$  (engl: colour rendering index, CRI) zu verbessern und so dem eines schwarzen Strahlers anzunähern. Gleichzeitig müssen die Herstellungskosten gesenkt werden, damit die LED im Vergleich zu anderen Produkten auf dem Markt noch interessanter wird. Denn noch dominieren Glühbirnen und Energiesparleuchten als Beleuchtung in Haushalten, obwohl die Fertigung klassischer Glühlampen im September 2012 verboten wurde [122].

Die Herstellung hocheffizienter LEDs erfordert das epitaktische Aufwachsen der LED-Heterostruktur auf Saphir- oder neuerdings auch auf Siliziumsubstrate [123] durch metallorganische Gasphasenepitaxie (engl. metal organic chemical vapor phase epitaxy, MOVPE) und einer anschließenden Abfolge komplexer Prozessschritte zum strukturierten Aufbringen von Metallen und Dielektrika, aber auch zur Strukturierung der Heterostruktur selbst. Diese Prozessschritte basieren auf photolithographischen Verfahren mit anschließenden Ätzschritten. Zur Strukturierung wird ein Fotolack aufgebracht (Positiv- oder Negativlack), der mit UV-Licht durch eine strukturierte Maske (Lithographiemaske) belichtet wird. Die Herstellung der Maske erfolgt z.B. durch Elektronenstrahlolithographie. Abhängig von der Art des Lackes werden die belichteten bzw. unbelichteten Bereiche entfernt. Der verbleibende Fotolack dient als Ätzmaske zum Abtragen der eigentlichen Halbleiter- bzw. Metallschicht. Zum Ätzen von GaN wird ein trockenchemischer Ätzprozess verwendet (z.B. Chlorätzung). Abschließend wird auch der verbleibende Fotolack entfernt. Für die Herstellung einer LED sind mindestens 6 solcher strukturierter Ätzprozesse notwendig [77], um p- und n-Metall Kontakte anzulegen, den aktiven Bereich elektrisch zu definieren (Mesa-Definition), Seitenkanten zu passivieren und Gräben zur mechanischen Isolation der einzelnen LED-Chips zu erzeugen (Sägestraßen). Jeder dieser Schritte erfordert eine

eigene Lithographiemaske, die mit Hilfe von Justierkreuzen, auf die jeweils vorherige Ebene justiert wird. Zur Herstellung von kundenspezifischen oder anwendungsorientierten LED-Formen ist neben der Erstellung neuer Lithographiemasken unter Umständen auch eine angepasste Prozessabfolge erforderlich. Dies ist nicht nur teuer, sondern auch sehr zeitaufwendig, weshalb anwendungsspezifische Chip-Formen kaum realisierbar sind.

Deshalb wäre es vorteilhaft, eine Prozesskette zu entwickeln, die es erlaubt, die auf Photolithographie und trockenchemischen Ätzverfahren beruhende Strukturierung durch laserbasierte direktgeschriebene Verfahren zu ersetzen. Somit wäre einerseits eine schnelle Prototypenentwicklung (Rapid Prototyping) vor der Serienfertigung, andererseits auch die Herstellung individueller nach Kundenwunsch geformter LEDs in geringen Stückzahlen möglich.

Auf der anderen Seite kann die laserbasierte Bearbeitung auch einzelne Prozessschritte in der konventionellen Serienfertigung ersetzen, um Zeit und Kosten einzusparen. Beträchtliche Fortschritte in dieser Richtung wurden bereits bei der Herstellung von Dünnschichtsolarzellen erzielt, die durch laserbasiertes Abtragen dünner Schichten monolithisch miteinander in Serie verschaltet werden [8, 9]. Im Fall der LED-Fertigung könnte z.B. die Herstellung von Löchern zur Durchkontaktierung (engl. via hole) oder die Definition der Mesa durch laserbasierte Verfahren helfen, Zeit und Kosten zu sparen und evtl. auch die Effizienz der LED zu steigern.

Dieses Kapitel behandelt die Entwicklung und Optimierung einer Prozesskette zur Herstellung GaN-basierter Leuchtdioden, die ausschließlich auf laserbasierten Prozessschritten beruht. Im Anschluss werden die hergestellten LEDs elektrisch und elektrooptisch charakterisiert. Hierfür ist das Verständnis von strahlender und nichtstrahlender Rekombination innerhalb einer LED-Heterostruktur entscheidend.

### 4.3.1 Effizienz von Leuchtdioden

Die strahlende Rekombination, die bei einer LED aus der Rate der spontanen Emission pro Volumeneinheit  $R_{rad}$  besteht, ist zum einen proportional zur Dichte der Elektronen  $n$  und zum anderen proportional zur Dichte von Löchern  $p$ . Unter der Annahme, dass die Dichte der Elektronen und Löcher gleich ist, ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der strahlenden Rekombination von der Dichte der Ladungsträger mit dem Koeffizienten  $B$ , der die Stärke der strahlenden Rekombination angibt [124]:

$$R_{rad} = B n p \stackrel{n=p}{=} B n^2 \quad (4.7)$$

Die Ladungsträger in einer LED-Heterostruktur können neben der Rekombination unter Aussendung eines Photons auch nichtstrahlend über Defekte rekombinieren (Defektrekombination). Verantwortlich hierfür sind z.B. Schrauben- und Stufenversetzungen, Fremdatome, Vakanzen oder Atome auf Zwischengitterplätzen. Verursacht ein solcher Defekt einen diskreten Zustand in der Bandlücke, dann führt dies zu einer Defektlumineszenz, wie sie in Abschnitt 4.3.6 beobachtet wird. Viel wahrscheinlicher ist jedoch, dass sich ein Kontinuum von Zuständen ausbildet, so dass die Rekombination nichtstrahlend

durch Multi-Phononen Prozesse erfolgt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination über einen Defekt wird maßgeblich durch die Lebensdauer der Elektronen bzw. Löcher bestimmt. Im Fall einer hohen Ladungsträgerinjektion und unter der Annahme das die Elektronen- und Löcherdichte gleich groß ist, ergibt sich für die Rate der Defektrekombination pro Volumeneinheit  $R_{def}$  eine lineare Zunahme mit der Ladungsträgerdichte [124]:

$$R_{def} = \frac{np}{n\tau_p + p\tau_n} \stackrel{n=p}{=} An \quad (4.8)$$

Der Koeffizient  $A$  wird maßgeblich von der Defektdichte und der Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmt. Neben der Defektrekombination ergibt sich ein weiterer nicht-strahlender Rekombinationsprozess, der Auger-Prozess. Dabei wird die Energie, die während der Rekombination eines Elektrons mit einem Loch frei wird, nicht in Form eines Photons emittiert, sondern dient der Anregung eines Elektrons im Leitungsband bzw. eines Lochs im Valenzband in einen höheren Zustand. Anschließend thermalisiert das angeregte Elektron bzw. Loch unter Aussendung von Phononen an die Unterkante des Leitungsbandes bzw. Oberkante des Valenzbandes. Nimmt man wieder eine identische Dichte zwischen Elektronen und Löchern an, dann ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der Augerrekombinationsrate  $R_{aug}$  von der Ladungsträgerdichte [124]:

$$R_{aug} = C_n n^2 p + C_p n p^2 \stackrel{n=p}{=} C n^3 \quad (4.9)$$

Der Koeffizient der Augerrekombination  $C$  setzt sich aus der Anregung eines Elektrons  $C_n$  und eines Lochs  $C_p$  zusammen. Im Allgemeinen spielt die Augerrekombination als Dreiteilchenprozess erst bei hohen Ladungsträgerdichten eine Rolle.

Bei der Optimierung einer LED stellt eine der wichtigsten Größen der Leistungswirkungsgrad  $\eta_{WPE}$  (engl. wall plug efficiency, WPE) dar, der die Gesamteffizienz einer LED angibt. Der Leistungswirkungsgrad setzt sich aus dem Quotienten der optisch emittierten Leistung  $P_{opt}$  und der elektrisch injizierten Leistung  $P_{el}$  zusammen:

$$\eta_{WPE} = \frac{P_{opt}}{P_{el}} = \frac{\phi_{phot} E_{phot}}{UI} = \frac{\phi_{phot} hc}{UI\lambda} \quad (4.10)$$

$\phi_{phot}$  bezeichnet den Photonenfluss,  $E_{phot}$  die Photonenenergie mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Vakuum sowie der Wellenlänge der emittierten Photonen  $\lambda$ .  $U$  gibt die am Bauteil abfallende Spannung an und  $I$  den Stromfluss durch die LED. Da sämtliche in dieser Arbeit durchgeführten Charakterisierungen durch Aufsetzen von Kontaktnadeln auf die Metallkontakte der LED erfolgten, kann es leicht zu Schwankungen des Kontaktwiderstands kommen, so dass die Größe  $\eta_{WPE}$  verfälscht wird. Aus diesem Grund eignet sich die externe Quanteneffizienz  $\eta_{EQE}$ , die sich aus der internen Quanteneffizienz  $\eta_{int}$ , der Injektionseffizienz  $\eta_{inj}$  sowie der Extraktionseffizienz  $\eta_{extr}$  zusammensetzt bessere für die Charakterisierung der LEDs:

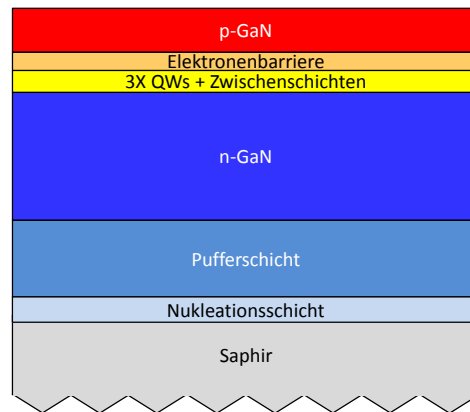
$$\eta_{EQE} = \eta_{int} \times \eta_{inj} \times \eta_{extr} = \frac{P_{opt}/h\nu}{I/e} \quad (4.11)$$

$\eta_{EQE}$  beschreibt somit das Verhältnis der Photonenemissionsrate und der Ladungsträgerinjektionsrate, wobei  $e$  die Elementarladung angibt. Die Injektionseffizienz  $\eta_{int}$  gibt das Verhältnis zwischen strahlender Rekombinationsrate und der Gesamtrekombinationsrate im aktiven Bereich an, wobei sich die einzelnen Raten aus den Gleichungen 4.7 - 4.9 ergeben.  $\eta_{int}$  kann zum einen durch die Reduktion der Defektdichte in der aktiven Schicht gesteigert werden, zum anderen aber auch durch Erhöhen der Ladungsträgerdichte, da die Defektrekombinationsrate linear ansteigt, die strahlende Rekombinationsrate dagegen quadratisch. Allerdings muss dabei beachtet werden, dass bei zu hohen Ladungsträgerdichten nicht die Augerrekombinationsrate die strahlenden Rekombinationsrate dominiert. Da nicht alle Ladungsträger, die in die LED injiziert werden im aktiven Bereich ankommen, wird mit  $\eta_{inj}$  das Verhältnis zwischen der Rate an Ladungsträger beschrieben, die in den aktiven Bereich gelangen und die in die LED injiziert werden.  $\eta_{inj}$  wird einerseits durch parasitäre Strompfade reduziert, zu denen die beschriebenen Leckströme zählen, andererseits auch durch Überschießen von Ladungsträger über den aktiven Bereich in die Minoritätsladungsträgerzone, wo sie mit den Majoritätsladungsträgern vorwiegend nichtstrahlend rekombinieren. Dieser Effekt wird durch hohe Temperaturen und durch die für GaN typischen großen Unterschiede in den Beweglichkeiten der beiden Ladungsträgertypen verstärkt. Moderne hocheffiziente LEDs erreichen dennoch einen Wirkungsgrad  $\eta_{inj}$  von annähernd 100 %. Neben einem Verlust von Ladungsträgern, tritt auch ein Verlust an erzeugten Photonen auf, der durch  $\eta_{extr}$  beschrieben wird. Neben der Absorption von Photonen im Halbleitermaterial, dem Substrat oder den Metallkontakten stellt die Totalreflektion an der Grenzfläche Halbleiter/Luft bzw. Substrat/Luft eines der größten Probleme dar. Durch den hohen Brechungsindex von GaN und Saphir erfährt ein Großteil des Lichts fortlaufende Totalreflektion an den Grenzflächen, so dass das Licht die LED nicht verlassen kann. Deshalb führt bereits eine geringe Absorption innerhalb der LED zu einer massiven Abnahme von  $\eta_{extr}$ . Eine Verbesserung kann dadurch erreicht werden, dass zum einen hochreflektierende Metallkontakte verwendet werden, zum anderen kann die Oberfläche aufgeraut werden, um eine wiederholte Totalreflektion zu verhindern. Eine elegante Methode stellt dabei die Dünnfilm-LED dar, deren Substrat entfernt wurde, so dass der sehr dicke n-dotierte Bereich frei zugänglich ist und hinsichtlich der Lichtauskopplung, z.B. durch nasschemisches Ätzen, strukturiert werden kann. Durch diese Methode sind Extraktionseffizienzen von bis zu 80 % möglich [125].

Eine getrennte Bestimmung der einzelnen Effizienzen ist für die Optimierung einer LED unverzichtbar. Allerdings lässt sich keine der drei genannten Größen direkt messen, sondern nur deren Produkt  $\eta_{EQE}$ , weshalb sich dieses besonders gut für den Vergleich unterschiedlicher LEDs eignet.

### 4.3.2 Prozessschritte zur laserbasierten Herstellung von GaN-LEDs

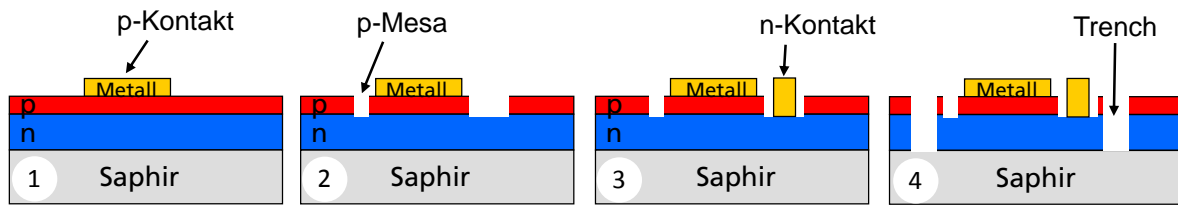
Die Laserbearbeitung fand an GaInN-basierten LED-Heterostrukturen statt, die auf Saphirwafern durch metallorganische Gasphasenepitaxie in einem Einzelwaferreaktor (AIXTRON AIX 200/RF) abgeschieden wurden. Ein schematischer Aufbau der Schichtstruktur ist



**Abbildung 4.24:** Schematische Darstellung der LED-Heterostruktur, die für die Laserbearbeitung verwendet wurde. Die Struktur wurde für eine Emissionswellenlänge von 400 nm entworfen.

in Abbildung 4.24 gezeigt. Die Abfolge der Schichten ist wie folgt: Auf das Substrat wird zunächst eine dünne GaN Nukleationsschicht abgeschieden, auf die im Anschluss eine ca. 2,6  $\mu\text{m}$  dicke GaN Pufferschicht zur Reduktion der Defektdichte aufgewachsen wird. Anschließend erfolgt das Wachstum der 1  $\mu\text{m}$  dicken mit Silizium dotierten n-GaN Schicht. Der aktive Bereich besteht aus drei GaInN Quantentöpfen, die durch siliziumdotierte GaN Barrieren voneinander getrennt werden und in Zwischenschichten aus GaN eingebettet sind. Eine Elektronenbarriere aus Magnesium dotiertem AlGaIn verhindert das Überschießen der Elektronen in den mit Magnesium dotierten p-GaN Bereich, der sich oberhalb der Elektronenbarriere befindet. Die gesamte Dicke der Schichtstruktur beträgt ca. 4,4  $\mu\text{m}$ . Die Zusammensetzung der GaInN Quantentöpfe wurde so gewählt, dass die Emissionswellenlänge im Bereich von 400 nm liegt. Mit zunehmendem Indiumgehalt in den GaInN Quantentöpfen wird die Emissionswellenlänge zu längeren Wellenlängen verschoben. Der höhere Indiumgehalt hat allerdings auch eine größere Gitterkonstante zur Folge, so dass die Quantentöpfe druckverspannt auf GaN aufgewachsen werden. Da es sich um ein ternäres Materialsystem handelt, besteht keine Möglichkeit, die Emissionswellenlänge getrennt von der Gitterkonstanten einzustellen, wie es beispielsweise bei AlGaInN der Fall ist.

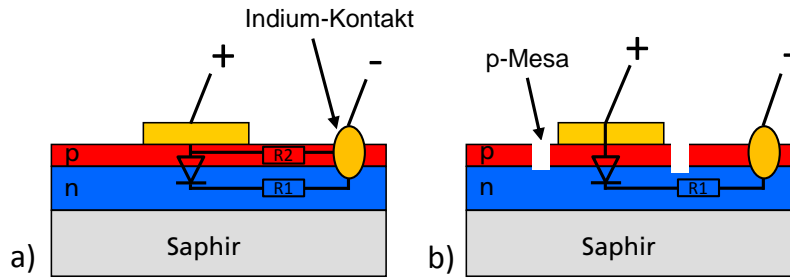
Im Anschluss an die Epitaxie erfordert die Herstellung funktionsfähiger LEDs vier grundlegende Prozessschritte, die anhand einer einzelnen LED in der schematischen Zeichnungen in Abbildung 4.25 gezeigt sind. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die LED-Heterostruktur als einfacher p-n-Übergang dargestellt. Der erste Prozessschritt beinhaltet das strukturierte Aufbringen von ohmschen Kontakten auf die Oberseite des p-GaN zur späteren elektrischen Kontaktierung. Im zweiten Schritt wird ein elektrischer Isolationsgraben angelegt, der das p-GaN und den aktiven Bereich durchtrennt, damit die bestromte Fläche der LED definiert wird. Während der konventionellen LED-Herstellung wird zu diesem Zweck nicht nur ein dünner Isolationsgraben gezogen, sondern das p-GaN inkl. des aktiven Bereichs vollflächig entfernt, mit Ausnahme der Bereiche, die später die LED ausmachen. Da diese Bereiche gegenüber den Restlichen erhaben sind, wird hier auch von



**Abbildung 4.25:** Schematische Darstellung der vier grundlegenden Prozessschritte, um eine funktionsfähige Mesa-LED herzustellen. Für keine dieser Schritte wurde Photolithographie verwendet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die LED-Heterostruktur als einfacher p-n-Übergang dargestellt.

einer Mesa (Tafelberg) gesprochen. Bei der Laserbearbeitung muss neben dem dünnen Isolationsgraben auch noch ein flächiger Bereich bis auf das n-GaN abgetragen werden, um im dritten Schritt strukturiert ohmsche n-Kontakte darin abzuscheiden. Im vierten Schritt werden Gräben angelegt (Sägestraßen), deren Tiefe durch die gesamte LED-Heterostruktur reicht und somit die einzelnen LEDs mechanisch voneinander trennen. Die Vereinzelung, der sich auf dem Saphirsubstrat befindlichen LEDs bedarf einer geringeren Präzision und kann durch eine der in Kapitel 4.2 vorgestellten Methoden erfolgen. Diese vier Schritte sind ausreichend, um eine vollständig funktionsfähige Mesa-LED herzustellen. Kommerziell hergestellte LEDs beinhalten zusätzlich eine Passivierung der freigelegten Mesakanten, damit es durch Verunreinigungen im Laufe der Zeit nicht zu Leckströmen über die Mesakante zwischen dem n-GaN und dem p-GaN kommt, die nur wenige Nanometer voneinander getrennt sind. Zusätzlich werden die n- und p-Metall Kontakte in einem weiteren Schritt verstärkt, damit Golddrähte daran angebondet werden können. Diese zusätzlichen Schritte sind auch mit den im Folgenden vorgestellten laserbasierten Methoden möglich, wurden aber bei den in dieser Arbeit hergestellten LEDs weggelassen.

Neben der vorgestellten vollständigen Prozessierung einer Mesa-LED, gibt es auch Möglichkeiten einer schnelleren Methode, die es erlaubt, einige wichtige Parameter der LED-Struktur auf Waferebene zu charakterisieren. Abbildung 4.26 a zeigt eine Variante, die lediglich den ersten Prozessschritt beinhaltet. Um dennoch elektrischen Kontakt zu dem n-dotierten Bereich zu erhalten, kann ein improvisierter n-Kontakt verwendet werden, bei dem am Rand des Wafers die LED-Heterostruktur mit Hilfe einer Diamantspitze eingeritzt und eine Indium-Kugel hineingedrückt wird. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, befindet sich dadurch sowohl der p-dotierte als auch der n-dotierte Bereich in elektrischem Kontakt mit dem Indium. Aufgrund der geringen Leitfähigkeit des p-GaN von  $1 - 2 (\Omega \text{ cm})^{-1}$  [126] im Vergleich zu der Leitfähigkeit des n-GaN von  $50 - 100 (\Omega \text{ cm})^{-1}$  [127] ist der Leckstrom zwischen dem Indium-Kontakt und dem p-Kontakt verhältnismäßig klein und kann vernachlässigt werden, wenn Ströme von einigen mA in Vorwärtsrichtung durch die LED fließen. Mit diesem Verfahren ist es somit möglich, fast unmittelbar nach der Epitaxie die Emissionswellenlänge der Quantentöpfe, sowie die optische Ausgangsleistung der LED auf Waferebene zu bestimmen. Die elektrische Kontaktierung erfolgt dabei über Kontaktadeln, die auf die Metallkontakte gesetzt werden und die optische Ausgangsleistung wird



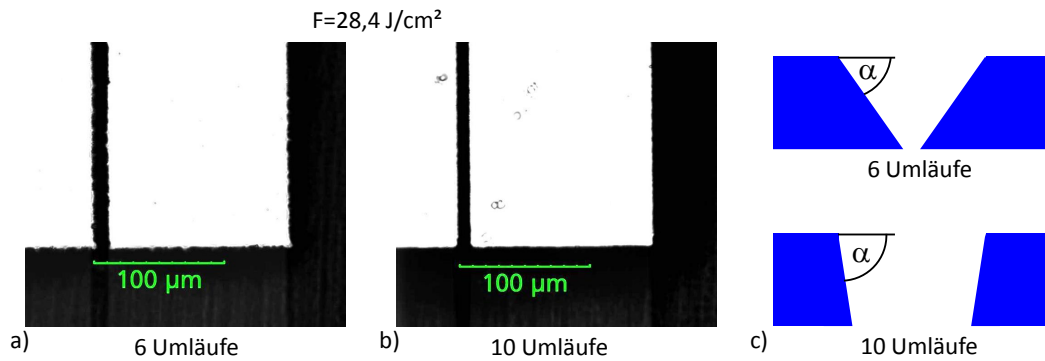
**Abbildung 4.26:** Varianten der Schnellprozessierung von LEDs. a) Die Gräben zur mechanischen Isolation und die p-Mesa Strukturen wurden weggelassen. Die Kontaktierung erfolgt durch einen am Rand des Wafers befindlichen Indium-Kontakt, der in einen eingeritzten Spalt gepresst wird. b) Die LED enthält zusätzlich p-Mesa Strukturen, um die Leckströme in dem p-GaN zu unterbinden.

durch das Saphirsubstrat mit einer Photodiode über eine Ulbrichtkugel gemessen. Wird zusätzlich, wie in Abbildung 4.26 b gezeigt, ein elektrischer Isolationsgraben angelegt, dann entfällt im elektrischen Betrieb der Leckstrom im p-dotierten Bereich und es kann zu den bereits genannten Parametern zusätzlich der Rückwärtsstrom der Diode gemessen werden. Dieser gibt u.a. Aufschluss über die Defektdichte in den epitaktisch gewachsenen Schichten.

Im Folgenden werden die einzelnen Prozessschritte, die zur laserbasierten Herstellung notwendig sind, diskutiert. Allerdings wird dabei nicht in der Reihenfolge vorgegangen, wie sie während der Herstellung angewendet werden. Die Diskussion findet stattdessen in einer thematisch geordneten Reihenfolge statt.

### 4.3.3 Hochauflösende Schattenmasken zum strukturierten Aufbringen von ohmschen Kontakten

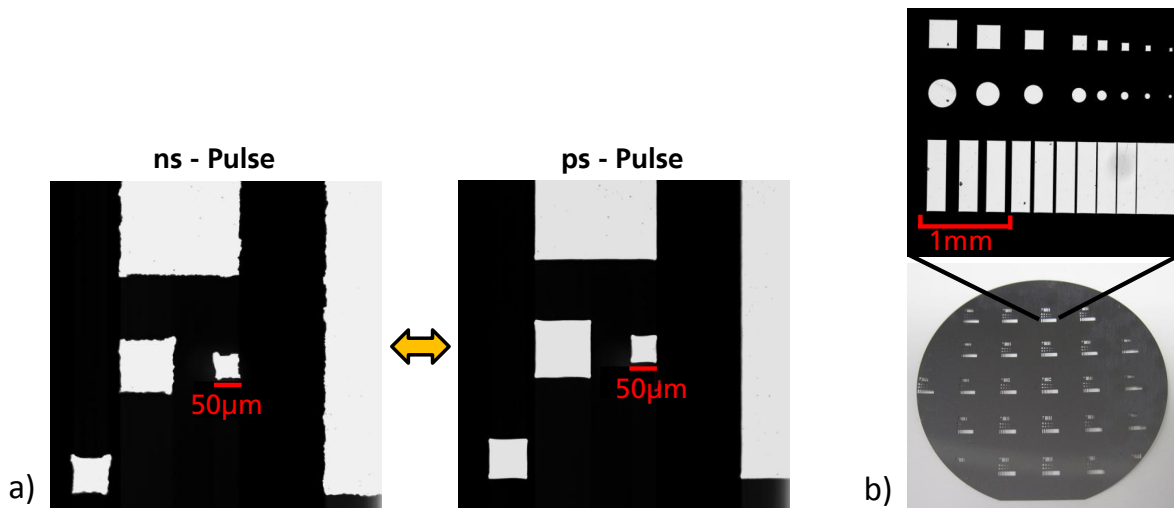
Zum Abscheiden von ohmschen Metallkontakten ist es notwendig, mehrere unterschiedliche Metallfolgen strukturiert auf den Halbleiter aufzubringen. Zu diesem Zweck wurden hochauflösende Schattenmasken durch Laserbearbeitung mit der L $\mu$ B hergestellt. Als Ausgangsmaterial diente eine 30  $\mu$ m dicke Metallfolie aus Molybdän, aus der die gewünschten Strukturen herausgeschnitten wurden. Zum Durchtrennen der Folie wurde Strahlengang #3 aus Tabelle 2.3 verwendet, da er die größte Schärfentiefe bietet. Molybdän besitzt im Vergleich zu anderen Metallen einen sehr hohen Schmelzpunkt von 2600°C [128], so dass die geringe Schmelzbildung, die bei der Bearbeitung mit ps-Laserpulsen auftritt noch weiter reduziert wird. Aufgrund einer Krümmung, die Molybdänfolien dieser Dicke immer aufweisen, wurde die Folie vor der Bearbeitung auf eine Unterlage aus Glas aufgeklebt. Zum Aufbringen wurde ein acetone-lösliches Wachs (Crystalbond 509) verwendet, das oberhalb einer Temperatur von 121°C zu schmelzen beginnt. Durch Lösen des Wachs in Aceton und anschließendem Aufspinnen auf die Glasplatte wird eine homogene Klebeschicht erzeugt. Das Aufkleben erfolgt durch Aufheizen der Glasplatte und gleichzeitigem Aufbringen der Folie. Nach dem Abkühlen ist die Folie fest mit der Glasplatte verbunden



**Abbildung 4.27:** Durchlicht-Mikroskopaufnahme von Schnittkanten einer 30 µm dicken Molybdänfolie, die bei einer Pulsenergie von 10 µJ und einem Pulsabstand von 0,3 µm durchtrennt wurde. a) Nach 6 Umläufen ist die Folie vollständig durchtrennt. b) Durch Steigern der Umläufe kann die Kantenrauigkeit deutlich reduziert werden. c) Schematische Darstellung des Querschnitts einer Schnittkante bei 6 und 10 Umläufen.

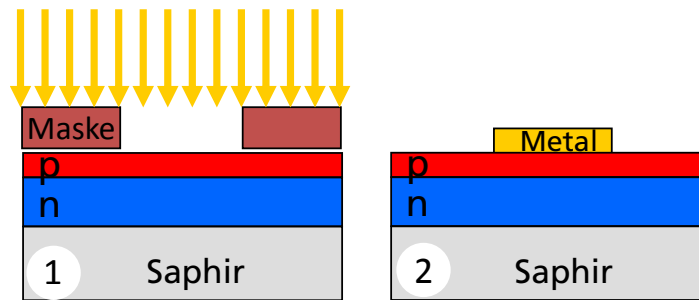
und kann durch den Vakuumchuck der LµB angesaugt werden. Die Glasplatte erfüllt mehrere Aufgaben: Erstens wird die Folie ausreichend flach gehalten, damit während der Laserbearbeitung keine Defokussierung stattfindet. Zweitens dient sie als Absorber nach dem Durchtrennen der Folie, damit keine Ablation an dem Vakuumchuck der LµB stattfindet. Und drittens werden aus der Folie ausgeschnittene Teile auf der Platte gehalten und nicht durch die Staubbüse auf das luftgelagerte Achssystem, bzw. deren offenliegende Linearmotoren geblasen. Nach dem Herausschneiden der Strukturen wird die Folie in einem Acetonbad von der Glasplatte gelöst und in einem Ultraschallbad gereinigt.

Um Schnittkanten mit möglichst geringer Kantenrauigkeit zu erhalten, wurde eine Pulsenergie von  $E = 10 \mu\text{J}$  ( $\cong 28,4 \text{ J/cm}^2$ ) bei einem Pulsabstand von 0,3 µm verwendet, wobei die gewünschte Kontur hintereinander 10 mal geschrieben wurde. Eine Steigerung der Pulsenergie erhöht den Abtrag, so dass weniger Umläufe zum Durchtrennen der Folie notwendig sind, allerdings wird die kürzere Bearbeitungszeit durch eine höhere Kantenrauigkeit erkauft. Diese ist auf den größeren Energieeintrag zurückzuführen, der zur Beeinträchtigung (Schmelzbildung) des umliegenden Materials führt. Pulsenergien unterhalb von 10 µJ führten zu keiner weiteren Verbesserung der Kantenrauigkeit. Bezüglich des Pulsabstandes führte ein größerer Abstand zu einer erhöhten Rauigkeit und zu einem geringeren Abtrag, so dass eine längere Bearbeitungszeit notwendig war. Die größere Rauigkeit ist darauf zurückzuführen, dass sich mit größerem Pulsabstand die Bearbeitung immer weiter von einer idealen Linie entfernt und bei ausreichend großem Abstand zu einzelnen Löchern wird. Eine weitere Reduktion des Pulsabstandes unter 0,3 µm zeigte keine Verbesserung der Kantenrauigkeit. Abbildung 4.27 zeigt Durchlicht-Mikroskopaufnahmen von Schnittkanten zweier Schattenmasken, die mit den genannten Laserparametern hergestellt wurde. Die hellen Bereiche zeigen die herausgetrennten Strukturen, die dunklen Bereiche die zurückbleibende Molybdänfolie, die bei der Bearbeitung unberührt blieb. Die Durchlichtmikroskopie zeigt die Projektion der hergestellten Strukturen, so wie sie sich bei der späteren Abscheidung von Metallkontakten ausbilden. Wie der Abbildung 4.27 a zu



**Abbildung 4.28:** a) Vergleich zweier laserhergestellter Schattenmasken. Die Maske auf der linken Seite wurde mit einem Lasersystem hergestellt, das Laserpulse im ns-Bereich bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittiert, die Maske auf der rechten Seite mit Laserpulsen der  $\mu\text{B}$  ( $\tau=10$  ps,  $\lambda=355$  nm) b) Beispiel einer 2 Zoll großen Schattenmaske die mit Hilfe der  $\mu\text{B}$  hergestellt wurde. Die Detailaufnahme zeigt enthaltene Teststrukturen. Der schmalste Balken in der Abbildung weist eine Breite von 10  $\mu\text{m}$  auf.

entnehmen ist, wird die Folie bereits nach 6 Umläufen vollständig durchtrennt. Abbildung 4.27 b zeigt die nominell identische Struktur, wobei zur Herstellung 10 Umläufe verwendet wurden. Vergleicht man die Kantenrauigkeit der beiden Strukturen, so ist eine deutliche Verbesserung bei 10 Umläufen zu beobachten. Aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung findet im Bereich der Gaußspitze ein größerer Abtrag statt, als an den Flanken. Deshalb wird die Folie zuerst im Bereich der Gaußspitze durchtrennt und weist keine senkrechte Kante auf, wie es in Abbildung 4.27 c schematisch dargestellt ist. Dadurch ist das Material im unteren Bereich der Schnittkante sehr dünn, so dass kleinste Änderungen in der Abtragsrate entlang der Schnittkante ausreichen, um die Schnittbreite signifikant zu verändern. Durch zusätzliche Umläufe nach dem Durchtrennen der Folie schneidet sich die Gaußspitze in die darunterliegende Glasplatte. Die Flanken der Gaußverteilung, die eine geringere Abtragsrate aufweisen, bearbeiten aber weiterhin die Folie, so dass sich die Schnittkante immer mehr einer senkrechten Kante annähert. Beim Erstellen der Konturen muss die Schnittbreite, die bei den genannten Parametern 6  $\mu\text{m}$  beträgt, berücksichtigt werden, damit die ausgeschnittenen Bereiche die gewünschte Größe aufweisen. Abbildung 4.28 a zeigt den Vergleich zweier Schattenmasken, die eine nominell identische Struktur aufweisen. Die Maske auf der linken Seite wurde mit einem Lasersystem hergestellt, das ns-Pulse bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittiert, während die rechte Maske mit der  $\mu\text{B}$  ( $\tau=10$  ps,  $\lambda=355$  nm) gefertigt wurde. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kantenrauigkeit im Fall der Bearbeitung mit ps-Pulsen deutlich reduziert ist, weshalb gerade die kleinen Quadrate in Abbildung 4.28 a eine bessere Formtreue aufweisen, so dass allgemein kleinere Strukturen durch die Ultrakurzpulsbearbeitung hergestellt werden können. Ein wichtiger Grund für die geringere Rauigkeit der Schnittkante ist der geringere

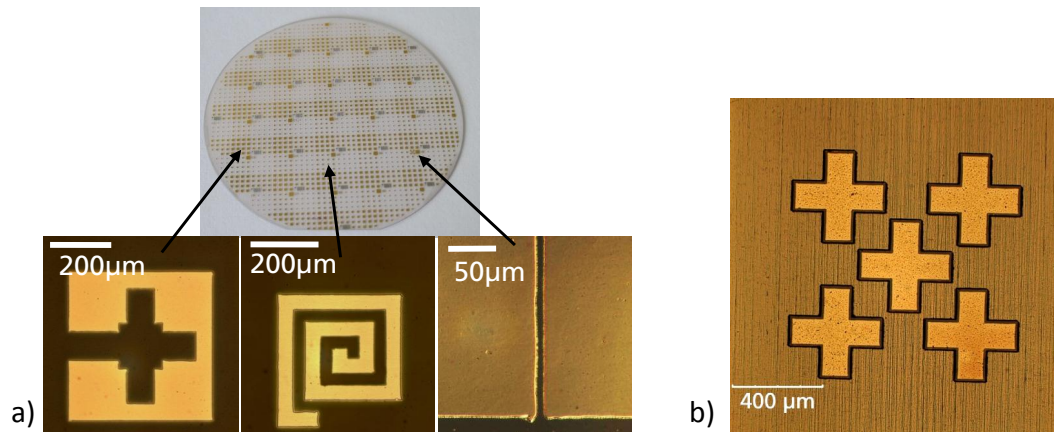


**Abbildung 4.29:** Schematische Zeichnung des Aufdampfprozesses zum Abscheiden strukturierter Metallkontakte auf einem LED-Wafer.

Wärmeübertrag an benachbartes Material aufgrund der kurzen Laserpulse, wie es in Kapitel 3 diskutiert wurde. Abbildung 4.28 b zeigt eine Schattenmaske die einen Durchmesser von 2 Zoll hat und einige Teststrukturen enthält. Die Mikroskopaufnahme zeigt die Detailansicht der Teststrukturen. Der schmalste sichtbare Steg weist eine Länge von 770  $\mu\text{m}$  auf, bei einer Breite von lediglich 10  $\mu\text{m}$  und wird auch durch den Reinigungsvorgang in einem Ultraschallbad nicht zerstört.

Nach der Herstellung wird die Schattenmaske auf die Oberfläche des LED-Wafers positioniert. Damit es nicht zum Verrutschen der Maske kommt, kann diese mit einzelnen Klebepunkten (Crystalbond 509) am Rand des Wafers fixiert werden. Da die LED-Heterostruktur am äußersten Rand eines Wafers aufgrund des hohen Temperaturgradienten beim Wachstum in der Regel keine hohe Effizienz aufweist, geht durch den Klebeprozess keine kostbare Waferfläche verloren. Beide Komponenten werden anschließend in eine Vakuum-Aufdampfanlage (Leybold, A700) gebracht und mit einer Abfolge von Metallschichten bedampft. Abbildung 4.29 zeigt den schematischen Ablauf des Aufdampfprozesses. Durch die Schattenmaske werden nur die Bereiche des LED-Wafers bedampft, die aus der Schattenmaske herausgetrennt wurden. Die übrigen Bereiche bleiben unberührt. Nach dem Aufdampfen wird die Maske durch Lösen in einem Acetonbad von dem LED-Wafer entfernt. Abbildung 4.30 a zeigt einen LED-Wafer nach dem Aufdampfen von Metallkontakten, sowie Mikroskopaufnahmen einiger durch Schattenmasken aufgedampfte Metallkontakte. Die Kanten weisen wie die Schattenmasken eine sehr geringe Kantenrauigkeit auf. Durch den Luftspalt, der während dem Aufdampfen der Metallkontakte zwischen LED-Wafer und Schattenmaske vorhanden ist, kommt es zu einer Unterdampfung im Bereich von 1  $\mu\text{m}$ , so dass die aufgedampften Strukturen im Vergleich zu den Strukturen in der Schattenmaske größer ausfallen. Somit ist beim Erstellen der Konturen neben der Schnittbreite auch die Unterdampfung zu berücksichtigen.

Um einen mit Metallkontakten bereits bedampften Wafer erneut mit einer zweiten Schattenmaske, die andere Strukturen enthält, zu bedampfen, können ähnlich zu der Lithographie Justierkreuze in jede der Schattenmasken eingearbeitet werden. Somit kann die zweite Maske mit Hilfe eines Bond Aligners auf den bereits strukturierten Wafer justiert werden. Abbildung 4.30 b zeigt den Ausschnitt einer Schattenmaske, die auf bereits aufgedampfte Justierkreuze mit einem Bond Aligner (Süss, BA6) ausgerichtet



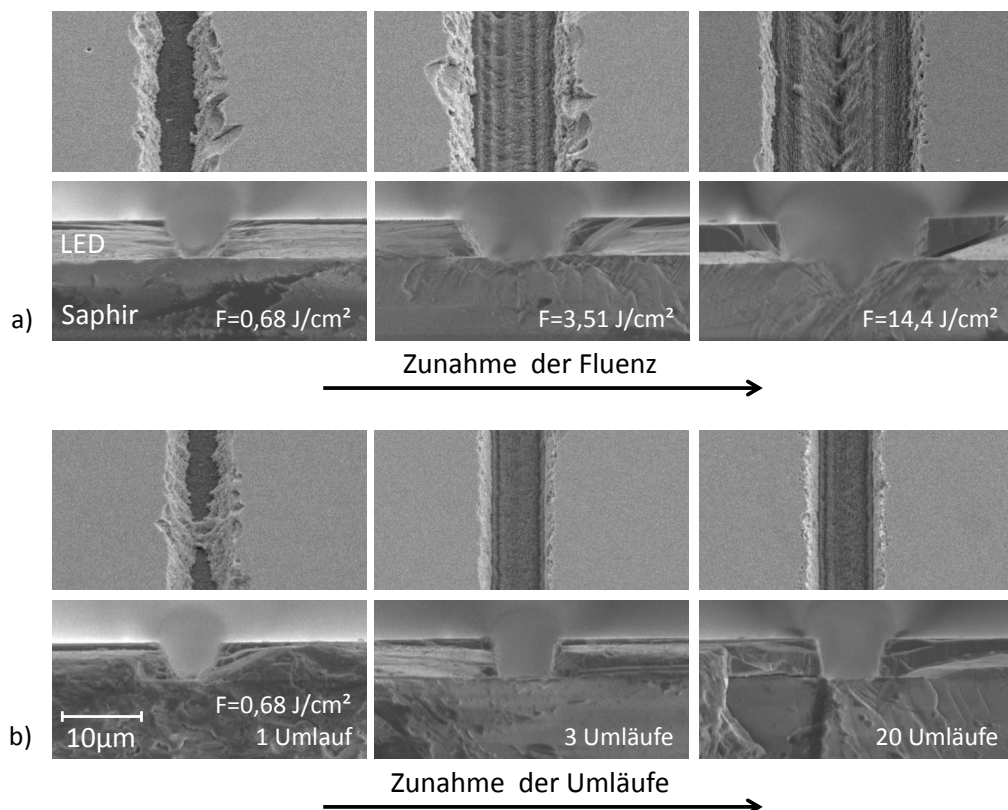
**Abbildung 4.30:** a) LED-Wafer, der Ni/Au Kontakte enthält, die durch eine mit der L $\mu$ B hergestellte Schattenmaske aufgedampft wurden. Die Mikroskopaufnahmen zeigt Beispiele einiger Metallkontakte. b) Detailansicht von Justierkreuzen einer Schattenmaske, die mit Hilfe eines Bond Aligners auf bereits aufgedampfte Justierkreuze einer vorhergehenden Maskenebene justiert wurde.

wurden. Die Justierkreuze, die in die erste Maske eingearbeitet wurden, weisen eine etwas geringere Größe auf, als die Kreuze in der zweiten Maske, so dass anhand des Unterschiedes zwischen beiden Kreuzen (schwarzer dünner Bereich) die zweite Maske exakt auf den justierten Wafer ausgerichtet werden kann. Für eine optimale Justage werden die Justierkreuze an entgegengesetzten Seiten des Wafers platziert. Dadurch werden sowohl Dreh- als auch Translationsfehler leichter erkannt.

Durch die Verwendung von Justierkreuzen können somit im Fall der LED-Herstellung sowohl die p-Kontakte als auch die n-Kontakte justiert zueinander aufgebracht werden. Bei den in dieser Arbeit hergestellten LEDs wurde als p-Metall eine Schichtfolge aus Nickel und Gold (Ni 6 nm/Au 300 nm) bzw. Titan und Nickel (Ti 15 nm/Ni 100 nm) aufgedampft. Die erstgenannte Metallisierung weist einen geringeren Kontaktwiderstand auf, während die Zweitgenannte auch als Ätzmaske für einen trockenchemischen Ätzprozess (Chlorätzung) dienen kann (vgl. Kapitel 4.3.6). Nach dem Aufdampfen des Ni/Au-Kontakts wurde dieser bei 580°C für 8 min in N<sub>2</sub> Atmosphäre und für 2 min in N<sub>2</sub>O Atmosphäre getempert, um einen ohmschen Kontakt zu erhalten. Als Schichtfolge für die n-Metallisierung wurde eine Abfolge von Ti (15 nm)/Al (220 nm)/Ni (40 nm)/Au (100 nm) verwendet. Aufgrund der geringen Dicke, die bei der Bedampfung abgeschieden wird (300-400 nm), kann eine Schattenmaske sehr oft hintereinander verwendet werden. Die maximale Anzahl an Aufdampfungen wird durch die Tendenz zur Ablösung der entstehenden dicken Metallschichten von der Molybdänfolie begrenzt. Eine Maske konnten dennoch bis zu 100 mal erfolgreich verwendet werden.

#### 4.3.4 Durchtrennen der LED-Heterostruktur zur mechanischen Isolation

Bei der bisher vorgestellten Methode zum Aufbringen der strukturierten p- und n-Kontakte wurden lediglich die Schattenmasken durch Laserbearbeitung hergestellt. Die LED-Heterostruktur wurde hingegen nicht mit dem Laser bearbeitet, weshalb bei dieser Methode von einer „indirekten“ laserbasierten Bearbeitung gesprochen werden kann. Die noch verbleibenden Bearbeitungsschritte zum Anlegen der mechanischen und elektrischen Isolationsgräben, sowie zum Freilegen des n-GaN erfordern dagegen eine „direkte“ laserbasierte Bearbeitung der LED-Heterostruktur selbst.



**Abbildung 4.31:** REM-Aufnahmen von mechanischen Isolationsgräben in einer LED-Heterostruktur, die epitaktisch auf Saphirsubstrat gewachsen wurde. Neben den Querschnitten sind die zugehörigen Ansichten in einem Winkel von  $30^\circ$  zur Oberflächennormalen gezeigt. a) Gräben, die bei unterschiedlichen Fluenzen mit einem Umlauf bei einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  hergestellt wurden. b) Gräben, die bei einer unterschiedlichen Zahl von Umläufen unter Verwendung einer Fluenz von  $0,68 \text{ J/cm}^2$  und einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  hergestellt wurden. Aufgrund der unterschiedlichen Ablationsschwellen zwischen GaN und Saphir ergibt sich ein selbststoppender Prozess.

Im Folgenden wird auf die Erzeugung der mechanischen Isolationsgräben eingegangen, die es erfordern, die epitaktisch gewachsenen Schichten vollständig bis auf das Saphirsubstrat zu entfernen. Abbildung 4.31 a zeigt REM-Aufnahmen von Gräben, die mit Strahlengang #3 aus Tabelle 2.3 bei unterschiedlichen Fluenzen mit einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  hergestellt wurden. Es ist sowohl die Ansicht in einem Winkel von  $30^\circ$  zur Oberflächen-

normalen, als auch der zugehörige Querschnitt gezeigt. Der gesamte Materialabtrag fand während einem einzigen Durchlauf statt. Wie in Kapitel 3.8 und 3.9 gezeigt wurde, besteht ein erheblicher Unterschied in der Ablationsschwelle zwischen GaN und Saphir, sowohl bei Einzelbeschuss, als auch bei Beschuss mit mehreren Laserpulsen. Unterhalb einer Fluenz von  $F_{inf}=0,76 \text{ J/cm}^2$  findet im Fall von Saphir keinerlei Abtrag mehr statt, während bei GaN eine Fluenz unterhalb von  $F_{inf}=0,11 \text{ J/cm}^2$  notwendig ist, damit kein Material mehr abgetragen wird (vgl. Kapitel 3.9). Wie in Abbildung 4.31 a zu erkennen ist, werden bei einer Fluenz von  $F=0,68 \text{ J/cm}^2$  bereits alle epitaktisch gewachsenen Schichten abgetragen, so dass das Saphirsubstrat zum Vorschein kommt. Bei einer gesteigerten Fluenz von  $F=3,51 \text{ J/cm}^2$ , die oberhalb der Ablationsschwelle von Saphir liegt, setzt zusätzlich ein geringer Abtrag des Saphirs ein, der bei einer Fluenz von  $F=14,4 \text{ J/cm}^2$  eine deutlich sichtbare Kerbe im Saphir hinterlässt. Da für den Materialabtrag in Saphir eine höhere Fluenz notwendig ist, zeigt der Teil des Grabens, der sich im Saphir befindet eine geringere Breite, als der Teil, der sich im GaN befindet. Für die Bearbeitung des Saphirs ist nur die hohe Intensität im zentralen Teil der Gaußschen Intensitätsverteilung ausreichend, um Materialabtrag zu generieren, während bei GaN auch die niedrigeren Intensitäten in den Flanken der Gaußverteilung ausreichen. Aufgrund des großen Unterschieds in der Ablationsschwelle zeigt die Bearbeitung ein Plateau an der Oberseite des Saphirs, da in diesem Bereich die Intensität nicht ausreichte, um Materialabtrag zu erzeugen.

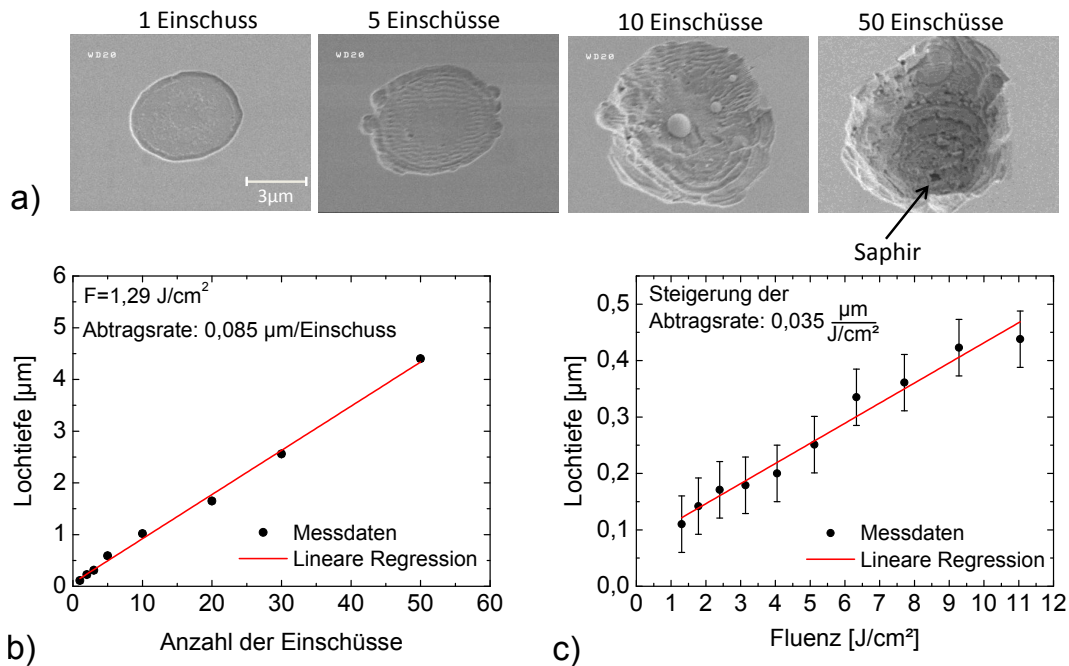
Wird die Fluenz dagegen unterhalb von  $F_{inf}$  für Saphir gehalten, so kann der Saphir auch bei beliebig vielen Umläufen nicht abgetragen werden, wie es die REM-Aufnahmen in Abbildung 4.31 b zeigen. Bei einer Fluenz von  $F=0,68 \text{ J/cm}^2$ , die identisch zu der Fluenz der zuvor gezeigten Bearbeitung ist, wird die epitaktische Schicht fast vollständig abgetragen. Nach der dreimaligen Bearbeitung des identischen Bereichs mit identischer Fluenz ergibt sich ein Graben, der einen flachen Boden mit annähernd senkrechten Seitenwänden aufweist. Da die Fluenz in der Gaußspitze für Saphir nicht ausreichend ist, stoppt der Materialabtrag auf der Oberfläche des Saphirs, so dass bei den zusätzlichen Umläufen lediglich an den Flanken der Gaußverteilung Materialabtrag im GaN stattfindet, bis auch die Intensität in den Ausläufern der Gaußverteilung nicht mehr ausreicht, um GaN zu bearbeiten. Ab diesem Zeitpunkt findet keinerlei Materialabtrag mehr statt, wie es der Vergleich zwischen der Bearbeitung mit 3 und 20 Durchläufen zeigt. Bei den verwendeten Laserparametern ergibt sich ein Graben der eine Breite von  $10 \mu\text{m}$  aufweist und gegenüber Schwankungen der vertikalen Fokusposition, der Pulsenergie oder dem Pulsabstand sehr unempfindlich ist. Aus diesem Grund kann die Herstellung der mechanischen Isolationsgräben auch ohne die PSO Funktion des Achssystems erfolgen, da die geringere Verfahrensgeschwindigkeit in Ecken oder Kurven der Kontur und dem damit verbundenen kleineren Pulsabstand keinerlei Auswirkungen hat.

### 4.3.5 Herstellen von elektrischen Isolationsgräben durch definierten Tiefenabtrag

Der letzte noch fehlende Bearbeitungsschritt zur Herstellung GaN-basierter LEDs durch Laserbearbeitung stellt gleichzeitig die größte Herausforderung dar. Um die Größe des aktiven Bereichs einer LED festzulegen, muss eine elektrische Isolation zu der umgebenden LED-Heterostruktur geschaffen werden. Hierzu ist es erforderlich, die p-GaN Schicht, die Elektronenbarriere sowie den aktiven Bereich vollständig zu durchtrennen. Gemeinsam weisen diese Schichten eine Dicke von ca. 200 nm auf. Gleichzeitig dürfen an der freigelegten Seitenkante der LED-Heterostruktur keine elektrischen Nebenschlüsse zwischen dem n-GaN und dem p-GaN erzeugt werden. Im Gegensatz zu der im vorigen Kapitel gezeigten Bearbeitung kann in diesem Fall nicht auf einen selbststoppenden Prozess aufgrund unterschiedlicher Ablationsschwellen zurückgegriffen werden. Die gewünschte Tiefe muss stattdessen über die verwendeten Laserparameter wie Fluenz, Pulsabstand und Anzahl der Umläufe eingestellt werden.

#### Abtragsrate der LED-Heterostruktur

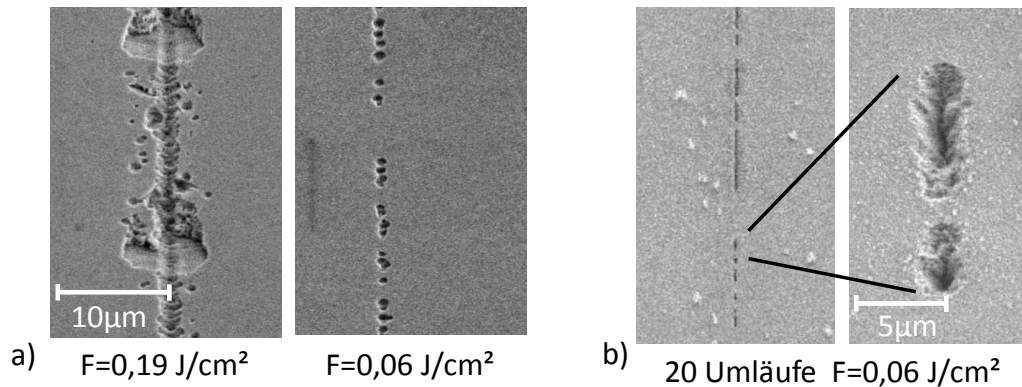
Da es sich bei der LED-Heterostruktur um keine homogene Schicht handelt, sondern um einzelne GaN Schichten mit unterschiedlichen Dotierungen sowie Beimischungen von Indium bzw. Aluminium, wurden Versuche durchgeführt, um zu prüfen, ob der Materialabtrag, der durch den Laser hervorgerufen wird, sensitiv auf die unterschiedlichen Schichten ist. Hierzu wurden mit der L $\mu$ B Löcher in eine LED-Heterostruktur gebohrt, wobei die Anzahl der Einschüsse bzw. die Fluenz variiert wurde. Abbildung 4.32 a zeigt beispielhaft Löcher, die mit Strahlengang #3 aus Tabelle 2.3 bei einer Fluenz von 1,29 J/cm<sup>2</sup> und einer Pulswiederholrate von 10 kHz hergestellt wurden. Die Lochtiefe wurde mit Hilfe eines Weißlichtinterferometers bestimmt. Bei Verwendung von Strahlengang #3 weisen die Löcher Durchmesser von 5,5  $\mu$ m bei einem einzelnen Einschuss und 8  $\mu$ m bei 50 Einschüssen auf, so dass bei der Tiefenbestimmung trotz des rauen Lochbodens noch genügend Licht in das Weißlichtinterferometer zurückreflektiert wird. Bei Löchern gleicher Tiefe aber geringeren Durchmesser ist dies nicht mehr der Fall. Wie Abbildung 4.32 a zu entnehmen ist, zeigen besonders die tiefen Löcher Ränder, die große abgeplatzte Bereiche enthalten. Auf die Ursache der Abplatzungen wird im späteren Verlauf dieses Kapitels eingegangen. Abbildung 4.32 b zeigt die ermittelte Tiefe, die gegen die Anzahl der Einschüsse aufgetragen ist. Mit zunehmender Zahl an Einschüssen steigt die Lochtiefe linear an. Als Messwert wurde jeweils der tiefste Punkt des Lochbodens verwendet. Durch lineare Regression wurde eine Abtragsrate von 0,085  $\mu$ m/Einschuss bis zu einer maximalen Tiefe von 4,4  $\mu$ m ermittelt. Diese Tiefe entspricht gerade der Schichtdicke der LED-Heterostruktur. In der Mitte des Lochs, das durch den Beschuss mit 50 Pulsen erzeugt wurde, ist bereits das Saphirsubstrat als dunkler Punkt zu erkennen. Im Rahmen der Sensitivität des durchgeführten Materialabtrags ist keine Beeinflussung durch die Schichtstruktur zu erkennen. Die hoch aluminiumhaltige Elektronenbarriere ist mit 10 nm



**Abbildung 4.32:** a) REM-Aufnahmen von Löchern in einer LED-Heterostruktur, die bei einer Fluenz von  $1,29 \text{ J/cm}^2$  hergestellt wurden. Um die Tiefe zu variieren, wurde die Anzahl der Laserpulse geändert. b) Gemessene Lochtiefe, der in a) gezeigten Löcher in Abhängigkeit der Anzahl der Einschüsse. c) Tiefe von Löchern bei Beschuss mit einem einzelnen Laserpuls in Abhängigkeit der Fluenz.

vermutlich zu dünn, dass deren geringere Absorption aufgrund der größeren Bandlückenenergie einen Einfluss auf den Abtragsprozess hat. Gleiches gilt für die drei jeweils nur 2-3 nm dicken GaInN Quantentöpfe deren Absorption im Vergleich zum umgebenden GaN erhöht sein sollte. Abbildung 4.32 c zeigt die Auswertung der Lochtiefe in Abhängigkeit der verwendeten Fluenz bei einem einzelnen Einschuss. Bei der Tiefenbestimmung von nominell identischen Löchern ergibt sich ein Fehler im Bereich von  $\pm 50 \text{ nm}$ , der anhand von Fehlerbalken in den Abbildungen 4.32 b und c gezeigt ist. Aufgrund der Skalierung sind die Fehler jedoch nur in Abbildung 4.32 c zu erkennen. Bei einer Fluenz von  $F=1,29 \text{ J/cm}^2$ , die identisch zum vorherigen Experiment ist, ergibt sich eine Lochtiefe von  $110 \pm 50 \text{ nm}$ , die mit steigender Fluenz im Rahmen des Messfehlers linear zunimmt. Der Fehler in der Lochtiefe wird durch statistische Schwankungen zwischen unterschiedlichen, identisch hergestellten Löchern hervorgerufen. Der Materialabtrag steigt mit einer Rate von  $0,035 \frac{\mu\text{m}}{\text{J/cm}^2}$ . Die lineare Zunahme der Tiefe mit steigender Anzahl von Einschüssen bzw. zunehmender Fluenz setzt sich jedoch nicht beliebig weit fort, wie Anhand eines Beispiels in Anhang A gezeigt wird.

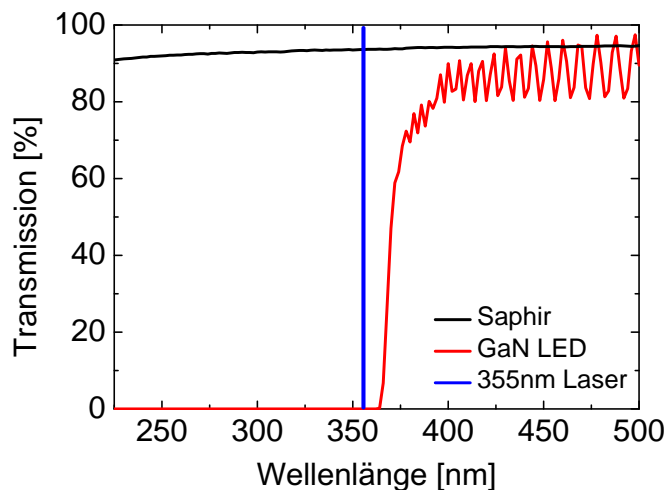
Abbildung 4.33 a zeigt REM-Aufnahmen von Gräben, die bei unterschiedlichen Fluenzen mit einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  unter Verwendung von Strahlengang #2 hergestellt wurden. Bei einer Fluenz von  $0,19 \text{ J/cm}^2$  ergibt sich ein Graben, der in großen Teilen Abplatzungen zeigt und dessen Tiefe nicht konstant ist. In den abgeplatzten Bereichen zeigt der Graben eine deutlich größere Tiefe, als in den unbeschädigten Bereichen. Der



**Abbildung 4.33:** a) Gräben, die in einer LED-Heterostruktur bei Fluenzen oberhalb bzw. unterhalb der Ablationsschwelle von GaN erzeugt wurden. Aufgrund von Defekten in der LED-Heterostruktur wird die Ablationsschwelle herabgesetzt. b) Ausbildung von länglichen Löchern bzw. kurzen Gräben bei 20 Umläufen aufgrund der verbesserten Lichteinkopplung durch die an Defekten im ersten Umlauf erzeugten Löcher.

zweite Graben in Abbildung 4.33 a wurde bei einer Fluenz von  $0,06 \text{ J/cm}^2$  hergestellt. Dieser Wert liegt unterhalb der Ablationsschwelle  $F_{inf}$ , die in Kapitel 3.9 für GaN ermittelt wurde. Dennoch zeigen sich in einigen Bereichen einzelne abgetragene Löcher, gefolgt von unbearbeiteten Bereichen. Aufgrund des gitterfehlangepassten Wachstums der LED-Heterostrukturen auf Saphirsubstraten weist die epitaktische Schicht hohe Versetzungsdichten im Bereich von  $2,2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  auf [129]. Es ist anzunehmen, dass die im GaN während des Wachstums erzeugten Versetzungen die Ablationsschwelle ebenso senken wie Defekte, die durch den Beschuss mit mehreren Laserpulsen unterhalb der Ablationsschwelle hervorgerufen werden. Trifft der Laserstrahl auf einen Bereich der LED-Heterostruktur, der einen Defekt enthält, so findet auch dann Materialabtrag statt, wenn die Fluenz unterhalb von  $F_{inf}$  für GaN liegt. Abbildung 4.33 b zeigt eine REM-Aufnahme eines Grabens, der ebenfalls mit einer Fluenz von  $0,06 \text{ J/cm}^2$  hergestellt wurde. Im Vergleich zu dem zuvor gezeigten Graben fanden insgesamt jedoch 20 Umläufe über die identische Stelle statt. Wie zu erkennen ist, bilden sich kurze zusammenhängende abgetragene Bereiche aus, gefolgt von unbearbeiteten Stücken. Durch die Löcher, die beim ersten Umlauf aufgrund der Defekte erzeugt wurden, findet bei jedem weiteren Umlauf durch die raue Oberfläche in den Löchern eine bessere Lichteinkopplung statt, so dass die Ablationsschwelle in diesem Bereich gesenkt wird. Dadurch findet bei jedem weiteren Umlauf Materialabtrag am Rand eines Loches statt, so dass sich ein längliches Loch bzw. ein kurzer Graben ausbildet, wie es die Detailansicht in Abbildung 4.33 b zeigt.

Da es bei der Herstellung eines Grabens bei niedrigen Fluenzen zur Ausbildung eines unvollständig abgetragenen Bereichs kommt, und bei Steigerung der Fluenz Abplatzungen der GaN Schicht auftreten, die eine größere Tiefe aufweisen als die restlichen Bereiche, wurde die Ursache der Abplatzungen näher untersucht. Für die Herstellung eines Grabens zur elektrischen Isolation ist ein reproduzierbarer Abtrag mit konstanter Tiefe entscheidend.

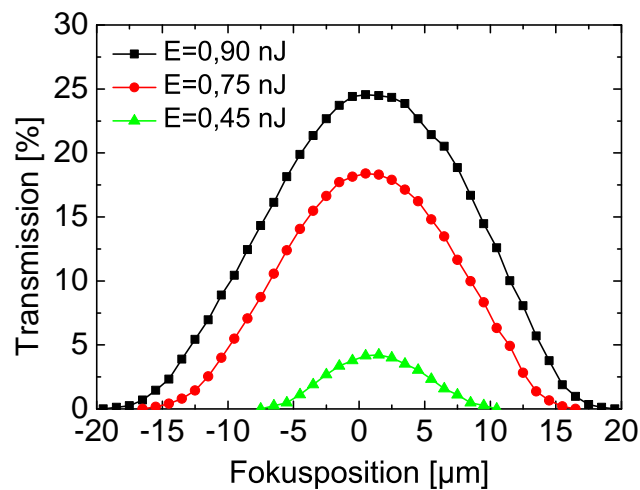


**Abbildung 4.34:** Transmissionsspektrum einer 4,4 µm dicken LED-Heterostruktur, die epitaktisch auf ein 330 µm dickes Saphirsubstrat aufgewachsen wurde (rot), sowie das Transmissionsspektrum des Saphirsubstrats ohne LED-Heterostruktur (schwarz). Die vertikale blaue Linie deutet die Emissionswellenlänge der LµB an.

### Die Eindringtiefe der Laserstrahlung

Um einen selektiven Materialabtrag an der Oberfläche zu erhalten, ist es vorteilhaft, Laser zu verwenden, deren Emissionswellenlänge in einem spektralen Bereich liegt, der bei dem zu bearbeitenden Material eine hohe Absorption aufweist. Im Fall von direkter Absorption ist die Eindringtiefe der Laserstrahlung üblicherweise auf eine kurze Distanz von einigen 10-100 nm beschränkt, während sie im Fall von nichtlinearer Absorption durch Photoionisation und Avalanche Ionisation nicht so präzise kontrolliert werden kann. Deshalb führt die direkte Absorption im Allgemeinen zu einer höheren Präzision des vertikalen Abtrags.

Die rote Kurve in Abbildung 4.34 zeigt das Transmissionsspektrum einer LED-Heterostruktur, die auf Saphirsubstrat gewachsen wurde. Die Messung erfolgte durch ein Gitterspektrometer (Perkin Elmer, Lambda 950). Die blaue Linie deutet die verwendete Emissionswellenlänge der LµB an. Wie zu erkennen ist, liegt die Bandkante der LED-Heterostruktur bei einer Wellenlänge von 369 nm, so dass bei kürzeren Wellenlängen Absorption auftritt. Die schwarze Kurve zeigt zum Vergleich das Transmissionsspektrum eines Saphirwafers, ohne LED-Heterostruktur, der im gesamten dargestellten Spektralbereich bis zu einer Wellenlänge von 200 nm transparent ist [70]. Die maximale Transmission des Saphirs und der LED-Heterostruktur oberhalb von 400 nm ist maßgeblich durch Fresnel-Verluste bestimmt. Die Oszillationen der GaN-LED im transparenten Wellenlängenbereich werden durch interne Fabry-Perot Reflektionen zwischen der Saphir/GaN und GaN/Luft Grenzfläche hervorgerufen. Der Absorptionskoeffizient von GaN beträgt bei einer Wellenlänge von 355 nm  $\alpha \approx 8,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  [27]. Nach dem Lambert-Beerschen Gesetz (Gleichung 3.2) ergibt sich dadurch eine Eindringtiefe von 122 nm, weshalb auch



**Abbildung 4.35:** Transmission der LED-Heterostruktur als Funktion des vertikalen Abstands zwischen dem Fokus der  $\mu\text{B}$  und der Oberfläche des LED-Wafers. Die Daten wurden für drei unterschiedliche Pulsenergien unterhalb der Ablationsschwelle bestimmt.

keine Transmission durch die  $4,4 \mu\text{m}$  dicken GaN-Schichten erwartet wird.

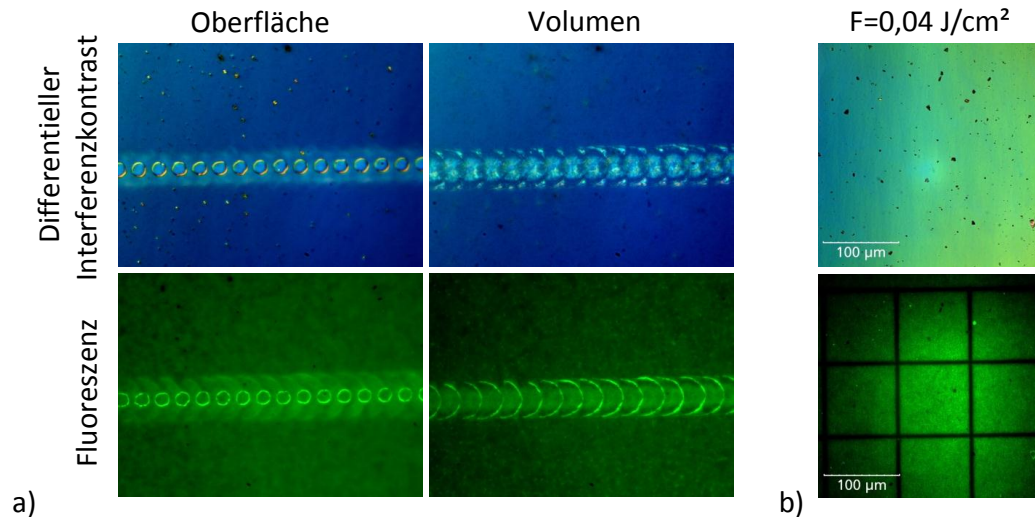
Die Situation ändert sich jedoch, wenn die Bestrahlung des Halbleiters bei sehr hohen Intensitäten stattfindet, wie es bei der Bearbeitung mit ps-Laserpulsen der Fall ist. An der Ablationsschwelle  $F_{inf}$  für GaN beträgt die Pulsspitzenintensität der  $\mu\text{B}$  bereits  $11 \text{ GW}/\text{cm}^2$ . Abbildung 4.35 zeigt Ergebnisse eines Transmissionsexperiments, das in der  $\mu\text{B}$  selbst durchgeführt wurde. Hierzu wurde eine Halterung konstruiert, die es erlaubt, eine Photodiode zum Bestimmen der transmittierten Laserleistung unterhalb des LED-Wafers zu positionieren. Die Bestrahlung erfolgte durch den Laserstrahl der  $\mu\text{B}$  bei Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle mit Strahlengang #2. Wie in Abbildung 4.35 zu erkennen ist, wird ein erheblicher Teil der Laserstrahlung durch den LED-Wafer transmittiert, obwohl die Schichtdicke der LED-Heterostruktur mit  $4,4 \mu\text{m}$  deutlich über der Eindringtiefe von GaN bei  $\lambda=355 \text{ nm}$  liegt. Neben der Pulsenergie treten auch beträchtliche Änderungen der Transmission bei Variation der vertikalen Lage des Fokus auf. Positive Werte in Abbildung 4.35 bezeichnen eine Fokusslage unterhalb der Waferoberfläche, negative Werte eine Lage oberhalb. Durch die Variation des Fokus wird die Größe der bestrahlten Fläche auf dem LED-Wafer geändert, wodurch sich die Leistungsdichte aufgrund der konstanten Pulsenergie verändert. Diese Methode wird Z-Scan Technik genannt und üblicherweise für die Untersuchung nichtlinearer optischer Materialien angewendet [130]. Unter Verwendung einer Pulsenergie von  $0,9 \text{ nJ}$ , die einer Leistungsdichte von  $3,97 \text{ GW}/\text{cm}^2$  entspricht, konnte eine maximale Transmission von  $24,5 \%$  gemessen werden. Berücksichtigt man die Fresnel-Verluste an der Luft/GaN Grenzfläche, so werden  $30 \%$  der Intensität, die in den Halbleiter eindringen, transmittiert. Bei Mittelung über die gesamte Dicke der LED-Heterostruktur entspricht das einem Rückgang des Absorptionskoeffizienten auf  $\alpha \approx 2,7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  im Vergleich zu dem in der Literatur genannten Absorptionskoeffizienten von  $\alpha \approx 8,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  bei niedrigen

Anregungsdichten. Eine weitere Steigerung der Pulsenergie führte zu einem sprunghaften Anstieg der Transmission, der dem beginnenden Materialabtrag an der Oberfläche zugeschrieben wurde. Aus Platzgründen war es nicht möglich, den LED-Wafer beweglich über der Photodiode zu positionieren, damit die Transmission während der Herstellung eines Grabens gemessen werden konnte. Der in Abbildung 4.33 a gezeigte Graben wurde mit einer Pulsenergie von 4,3 nJ hergestellt, so dass in diesem Fall eine weitere Steigerung der Transmission zu erwarten ist. Transmission durch die 4,4  $\mu\text{m}$  dicke LED-Heterostruktur tritt ab einer Intensität im Bereich von 0,5  $\text{GW}/\text{cm}^2$  auf.

In der Literatur ist seit längerem bekannt, dass sich der Absorptionskoeffizient von GaN im Bereich der Bandlückenenergie durch die Erzeugung freier Ladungsträger ändert. Durch Pump-Probe Experimente konnte gezeigt werden, dass bei einer Pumpwellenlänge von 337 nm und einer Anregungsdichte von 3  $\text{MW}/\text{cm}^2$ , eine Änderung des Absorptionskoeffizienten im Bereich der Bandlückenenergie auftritt (356 nm - 361 nm). Die maximale Änderung des Absorptionskoeffizienten betrug  $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  und wurde auf die Absättigung von Excitonen durch die Erzeugung freier Ladungsträger zurückgeführt [131]. Die Laserwellenlänge der  $\text{L}\mu\text{B}$  liegt 14 nm oberhalb der Bandkante der LED-Heterostruktur. Die Anregung freier Ladungsträger erfolgt während des 10 ps andauernden Laserpulses. Eine Rekombination der Ladungsträger findet auf dieser Zeitskala allerdings noch nicht statt, da die Lebensdauer in GaN, abhängig von der Defektdichte, ca. eine Größenordnung über der Pulsdauer des Lasers liegt [132, 133]. Dadurch werden die Bandminima durch die angeregten Ladungsträger aufgefüllt, weshalb sich die effektive Bandlücke verschiebt, bis die Photonenenergie des Lasers nicht mehr ausreicht, weitere Ladungsträger anzuregen, so dass der Halbleiter transparent wird. Dieser Effekt wird als „Dynamic Burstein-Moss shift“ bezeichnet und ist in anderen Halbleitern wie GaAs seit längerem bekannt [52].

### **Konsequenzen für die Materialbearbeitung**

Das Ausbleichen der LED-Heterostruktur durch ps-Pulse bei einer Wellenlänge von 355 nm hat weitreichende Folgen für die Lasermaterialbearbeitung von GaN. Abbildung 4.36 a zeigt Mikroskopaufnahmen von Einschüssen in eine LED-Heterostruktur, die bei einer Fluenz von 1,68  $\text{J}/\text{cm}^2$  und einem Pulsabstand von 8  $\mu\text{m}$  unter Verwendung von Strahlengang #3 hergestellt wurden. Der Pulsabstand wurde so groß gewählt, dass sich die Einschusslöcher an der Oberfläche nicht überlappen. Die Bearbeitung wurde sowohl durch differentielle Interferenzkontrast-Mikroskopie (engl.: differential interference contrast, DIC) als auch durch Fluoreszenzmikroskopie untersucht. Bei beiden Untersuchungsmethoden wurde die Fokalebene des Mikroskops zuerst auf die Probenoberfläche gelegt (linke Abbildungen), so dass die runden abgetragenen Bereiche scharf abgebildet werden. Neben den Einschusslöchern ist zusätzlich eine größere unscharf abgebildete Struktur zu erkennen. Wird die Fokalebene unter die Oberfläche der LED-Heterostruktur gelegt (rechte Abbildungen), so ist zu erkennen, dass die runden abgetragenen Bereiche unscharf erscheinen und stattdessen die größeren sichelförmigen Strukturen scharf abgebildet werden. Diese sind besonders gut in der Fluoreszenzmikroskop-Aufnahme sichtbar, da sie



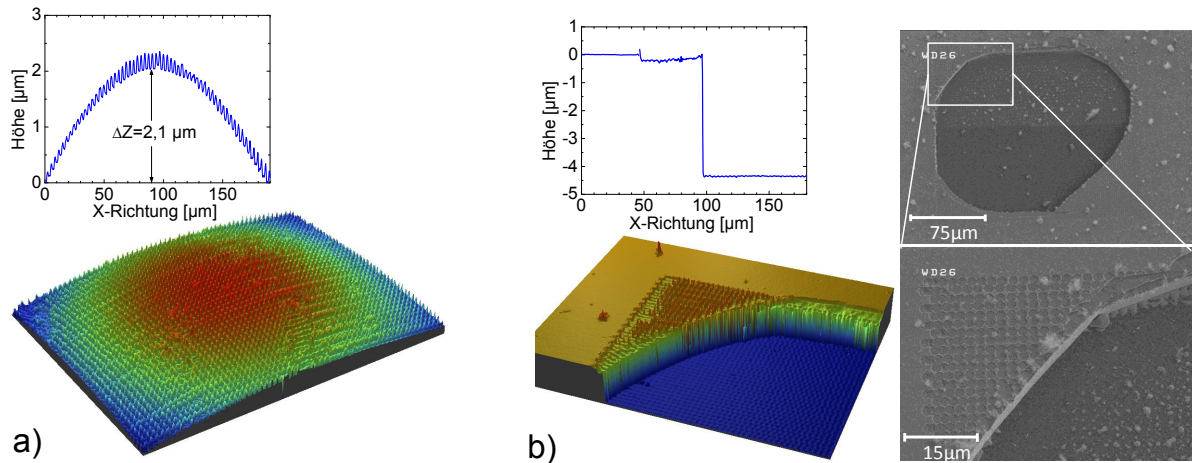
**Abbildung 4.36:** a) Mikroskopaufnahmen von Einschnitten in eine LED-Heterostruktur, während sich die Fokalebene des Mikroskops auf der Oberfläche befindet (links), sowie im Bereich der Schädigung unter der Oberfläche (rechts). b) Mikroskopaufnahme (DIC) einer LED-Heterostruktur, deren Emissionswellenlänge im grünen Spektralbereich liegt, nach der Bestrahlung mit Laserpulsen unterhalb der Ablationsschwelle (oben), sowie Fluoreszenzmikroskop-Aufnahme des identischen Bereichs.

heller als die restlichen Bereiche erscheinen. Da bei der Fluoreszenzmikroskopie die LED-Heterostruktur optisch angeregt wird und durch spektrale Filterung nur die Emission der Heterostruktur sichtbar ist, kann davon ausgegangen werden, dass an den sichelförmigen Strukturen eine bessere Lichtauskopplung aufgrund von Rissbildung in der Schichtstruktur stattfindet. Die Bearbeitung durch den Laser erfolgte von links nach rechts, so dass sich die Schädigung im vorderen Bereich der Bestrahlung ausbildet. Das verwendete Mikroskop verfügte über keine Längenskala zum Ausmessen des Höhenunterschieds zwischen der Oberfläche und den sichelförmigen Strukturen, weshalb aus Abbildung 4.36 a zunächst keine Aussage über die Tiefe gemacht werden kann. Aufgrund der durchgeführten Transmissionsexperimente wurde gezeigt, dass während der Bearbeitung signifikante Anteile der eingestrahelten Pulsenergie durch die LED-Heterostruktur transmittiert werden. Deshalb wird davon ausgegangen, dass es in der defektreichen Pufferschicht, aber besonders in der Nukleationsschicht, die unmittelbar an das Saphirsubstrat angrenzt, zu Schädigungen kommt, da die Absorption durch die hohe Versetzungsdichte begünstigt wird.

Eine weitere Folge, die sich durch das Ausbleichen von GaN bei einer Wellenlänge von 355 nm und Pulsen im ps-Bereich ergibt, ist in den Mikroskopaufnahmen in Abbildung 4.36 b gezeigt. Die Abbildungen zeigen eine LED-Heterostruktur, deren Emissionswellenlänge sich von den bisherigen unterscheidet. Durch einen höheren Indiumgehalt in den Quantentöpfen, liegt die Wellenlänge im grünen Spektralbereich. Die Probe wurde bei einer Fluenz von  $0,036 \text{ J/cm}^2$  und einem Pulsabstand von  $0,1 \mu\text{m}$  unter Verwendung von Strahlengang #3 in Form eines Karomusters bestrahlt. Wie in der DIC-Mikroskopaufnahme zu erkennen ist, reichte die Fluenz nicht aus, um Materialabtrag zu erzeugen. Betrachtet

man allerdings die Fluoreszenzmikroskop-Aufnahme, so sind die bestrahlten Bereiche deutlich zu erkennen. Aufgrund des höheren Indiumgehalts der Quantentöpfe und der damit verbundenen höheren Absorption findet bereits eine Schädigung der Quantentöpfe statt, ohne dass Materialabtrag an der Oberfläche erzeugt wird. Durch die geringe Tiefe, in der sich Quantentöpfe unter der Oberfläche befinden, kann auch eine Schädigung durch Laserstrahlung, die den Halbleiter nicht in Transparenz pumpt, nicht ausgeschlossen werden, da die Eindringtiefe bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda=355$  nm bei 122 nm liegt. Diese Tiefe entspricht in etwa der Lage der Quantentöpfe. Eine mögliche Ursachen, die zu der Schädigung führt, könnte die Indiumsegregation in den hoch indiumhaltigen GaInN Quantentöpfen aufgrund des Temperaturanstieges durch die Laserbestrahlung sein. Indiumsegregation wird beim epitaktischen Wachstum von GaInN LED-Heterostrukturen mit hohen Temperaturen und besonders bei indiumreichen Quantentöpfen beobachtet [134]. Im Gegensatz zu der gezeigten, im grünen Spektralbereich emittierenden Heterostruktur, wurde eine Schädigung der Quantentöpfe bei LED-Wafern mit einer Emissionswellenlänge von 400 nm nicht beobachtet.

Welche Auswirkungen die Schädigungen haben können, die im Bereich der Nukleationsschicht auftreten, zeigt die Weißlichtinterferometer-Aufnahme in Abbildung 4.37 a. Die gezeigte Laserbearbeitung fand bei einer Fluenz von  $1,69$  J/cm<sup>2</sup> und einem Pulsabstand in X- und Y-Richtung von  $2$   $\mu$ m unter Verwendung von Strahlengang #2 statt. Die Größe des bearbeiteten Bereichs betrug  $200 \times 200$   $\mu$ m<sup>2</sup> und wurde mäanderförmig durchgeführt. Nach der Bearbeitung sind die einzelnen Einschüsse an der Oberfläche sichtbar. Zusätzlich zu dem Materialabtrag zeigt sich eine Wölbung des gesamten bearbeiteten Bereichs. Wie in dem Höhenprofil zu erkennen ist, erstreckt sich die Wölbung über eine Länge von  $190$   $\mu$ m und weist eine maximale Höhendifferenz von  $2,1$   $\mu$ m auf. Dies entspricht einem Krümmungsradius von  $2150$   $\mu$ m. Wird die Bearbeitung mit identischen Parametern ein zweites mal auf der selben Fläche durchgeführt, dann kommt es zur Abplatzung eines Großteils des bearbeiteten Bereichs, wie es die Weißlichtinterferometer- und REM-Aufnahmen in Abbildung 4.37 b zeigen. Aus dem Höhenprofil, das sich über den unbearbeiteten, den bearbeiteten aber nicht abgeplatzten und den abgeplatzten Bereich erstreckt, ist zu erkennen, dass der eigentliche, durch den Laser verursachte Materialabtrag lediglich eine Tiefe im Bereich von  $200$  nm aufweist. Der tiefer liegende Bereich zeigt dagegen einen Höhenunterschied zu der unbearbeiteten Stellen von  $4,4$   $\mu$ m, der gerade der Dicke der LED-Heterostruktur entspricht. Das Wachstum der LED-Heterostruktur erfolgt bei Temperaturen um  $1000^\circ\text{C}$ . Da Saphir einen größeren Wärmeausdehnungskoeffizienten ( $\alpha_{\text{Saphir}} = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) als GaN besitzt ( $\alpha_{\text{GaN}} = 5,59 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ), wird die LED-Heterostruktur beim Abkühlen auf Raumtemperatur kompressiv verspannt. Durch die erhöhte Absorption in der Nukleationsschicht, kommt es trotz der kurzen Laserpulse zur teilweisen Dekomposition des GaN in Ga und N<sub>2</sub>, wie es bei ns-Pulsen beobachtet wird [51]. Da Stickstoff bei Raumtemperatur gasförmig vorliegt, bildet sich ein Überdruck zwischen dem Saphirsubstrat und der LED-Heterostruktur, weshalb sich diese während der Laserbearbeitung von dem Substrat ablöst und aufgrund der kompressiven Verspannung



**Abbildung 4.37:** a) Aufgewölbte LED-Heterostruktur durch partielle Delamination im Bereich der Bearbeitung mit Laserpulsen bei einer Fluenz von  $1,69 \text{ J/cm}^2$  und einem Pulsabstand von  $2 \mu\text{m}$ . b) Abgeplatze LED-Heterostruktur, nachdem die aufgewölbte Fläche aus a) ein zweites Mal mit identischen Parametern bearbeitet wurde. In dem abgeplatzen Bereich kommt das  $4,4 \mu\text{m}$  tiefer liegende Saphirsubstrat zum Vorschein. Die Tiefe des Laserabtrags beträgt dagegen lediglich  $200 \text{ nm}$ .

zunächst nach oben wölbt. Bei der zweiten Bearbeitung wird die dünne und brüchige Schicht dann vollständig zerstört. In der oberen REM-Aufnahme in Abbildung 4.37 b ist zu erkennen, dass die Schicht nach etwa der halben Bearbeitung abgeplatzt ist. In dem oberen Bereich, in dem die Bearbeitung begonnen wurde, sind noch Staubpartikel auf der Saphiroberfläche sichtbar, die in der unteren Hälfte nach dem Abplatzen durch den Laser entfernt wurden („laser cleaning“).

### Laserquellen mit geringerer Eindringtiefe

Aufgrund des Ausbleichens der LED-Heterostruktur bei Laserpulsen mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 355 \text{ nm}$  und einer Pulsdauer von  $\tau = 10 \text{ ps}$  wurde die Bearbeitung von GaN mit weiteren Lasersystemen untersucht.

Um den Einfluss der Pulsdauer zu untersuchen, wurde eine kommerziell erhältliche Laserbearbeitungsanlage gewählt (Trumpf, TruMark Station 5000), die zum Beschriften und Markieren von Werkstücken konzipiert wurde und ebenfalls bei einer Emissionswellenlänge von  $\lambda = 355 \text{ nm}$  arbeitet. Die Pulsdauer der Laserpulse beträgt allerdings  $\tau = 20 \text{ ns}$ . Somit ist der Abstand der Laserwellenlänge von der Bandkante der LED-Heterostruktur identisch zu der  $\text{LuB}$ , allerdings ist bei gleicher Pulsenergie die Pulsspitzenleistung um mehr als drei Größenordnungen geringer. Das Lasersystem besteht aus einem gütegeschalteten  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  Laser, dessen Repetitionsrate zwischen  $1 \text{ kHz}$  und  $120 \text{ kHz}$  eingestellt werden kann. Abhängig von der Repetitionsrate ändert sich die Pulsenergie. Die Ausgangsleistung des Lasersystems kann über den Betriebsstrom der Pumpdioden eingestellt werden. Die Beugungsmaßzahl beträgt  $M^2 \leq 1,2$ . Da das Lasersystem für hohen Durchsatz im industriellen Umfeld entwickelt wurde, wird der Laserstrahl über einen Galvanometer-Scanner abgelenkt, der Bearbeitungsgeschwindigkeiten zwischen  $1 - 5000 \text{ mm/s}$  bietet.

Der Pulsabstand während der Bearbeitung wird durch die Repetitionsrate und die Ablenkgeschwindigkeit festgelegt. Für die Fokussierung wird ein F-Theta Objektiv mit einer Brennweite von 160 mm verwendet, das einen Radius der Strahltaile von  $\approx 12,5 \mu\text{m}$  liefert. Zusätzlich zu dem Galvanometer-Scanner besitzt die Anlage ein 3-Achssystem bestehend aus zwei Lineartischen und einem Drehtisch zum Positionieren der Probe unter dem Galvanometer-Scanner. Mit Hilfe eines Inspektionssystems ist die präzise Ausrichtung einer bereits strukturierten Probe unter dem Galvanometer-Scanner möglich. Aufgrund des verwendeten Nanosekunden-Lasersystems wird die Anlage im Folgenden mit NLS abgekürzt.

Um den Einfluss der Anregungswellenlänge zu untersuchen, wurden ferner Experimente mit einer wesentlich kurzwelligeren Anregung durchgeführt. Hierzu wurde eine kundenspezifische Anlage gewählt (3D-Micromac, microSTRUCT<sup>LED</sup>), die als Strahlquelle einen Excimerlaser nutzt. Als aktives Medium wird Kryptonfluorid (KrF) verwendet, weshalb die emittierten Laserpulse eine Wellenlänge von  $\lambda=248 \text{ nm}$  aufweisen. Die Pulslänge beträgt  $\tau=20 \text{ ns}$  und ist somit identische zu dem NLS. Allerdings liegt die Emissionswellenlänge weit oberhalb der Bandlückenenergie der LED-Heterostruktur. Die maximale Pulsenergie beträgt 400 mJ und die Repetitionsrate kann bis zu einem Maximum von 20 Hz frei eingestellt werden. Das Lasersystem bietet ähnlich der L $\mu$ B die Möglichkeit, Pulse bei Bedarf abzurufen („Pulse on Demand“). Die Leistung des Laserstrahls kann durch einen Abschwächer kontinuierlich eingestellt werden. Nach dem Austritt aus dem Lasersystem wird der Laserstrahl durch eine Strahlaufweitung aufgeweitet und kollimiert, bevor er durch einen Strahlhomogenisierer, bestehend aus einem Mikrolinsenarray, homogenisiert und zu einer rechteckförmigen (engl. top-hat) Intensitätsverteilung geformt wird. Der mit konstanter Intensität ausgeleuchtete Bereich in der Maskenebene weist eine Querschnittsfläche von  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  auf. In diesen homogen ausgeleuchteten Bereich wird eine Projektionsmaske eingebracht, die aus einer Quarzplatte mit einer dünnen strukturierten Chromschicht besteht. Die Strukturierung kann wahlweise durch Elektronenstrahlolithographie oder unter Verwendung der L $\mu$ B erfolgen, wodurch das Chrom selektiv entfernt wird, so dass der Laserstrahl in diesen Bereichen transmittiert wird. Diese Methode erlaubt es, das Strahlprofil lateral beliebig zu formen. Ein Objektiv bildet den strukturierten Strahl auf den LED-Wafer ab, der auf einem Vakuumchuck befestigt ist. Die Strukturgröße wird dabei um den Faktor 10 reduziert. Der Vakuumchuck ist auf einem X-Y-Z-Theta Achssystem montiert, das eine Positionswiederholgenauigkeit von  $< 2 \mu\text{m}$  liefert. Zusätzlich verfügt die Anlage über ein konfokales Inspektionssystem, so dass die Bearbeitung in Echtzeit beobachtet werden kann. Für die im Folgenden durchgeführten Experimente stand eine Projektionsmaske zur Verfügung, die quadratische Öffnungen mit einer Größe von  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$  bzw.  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  enthielt. Diese entsprechen einer Fokusgröße von  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  bzw.  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  auf dem LED-Wafer mit einer rechteckigen Intensitätsverteilung. Die Anlage wird im Folgenden mit EWS abgekürzt (engl. excimer workstation).

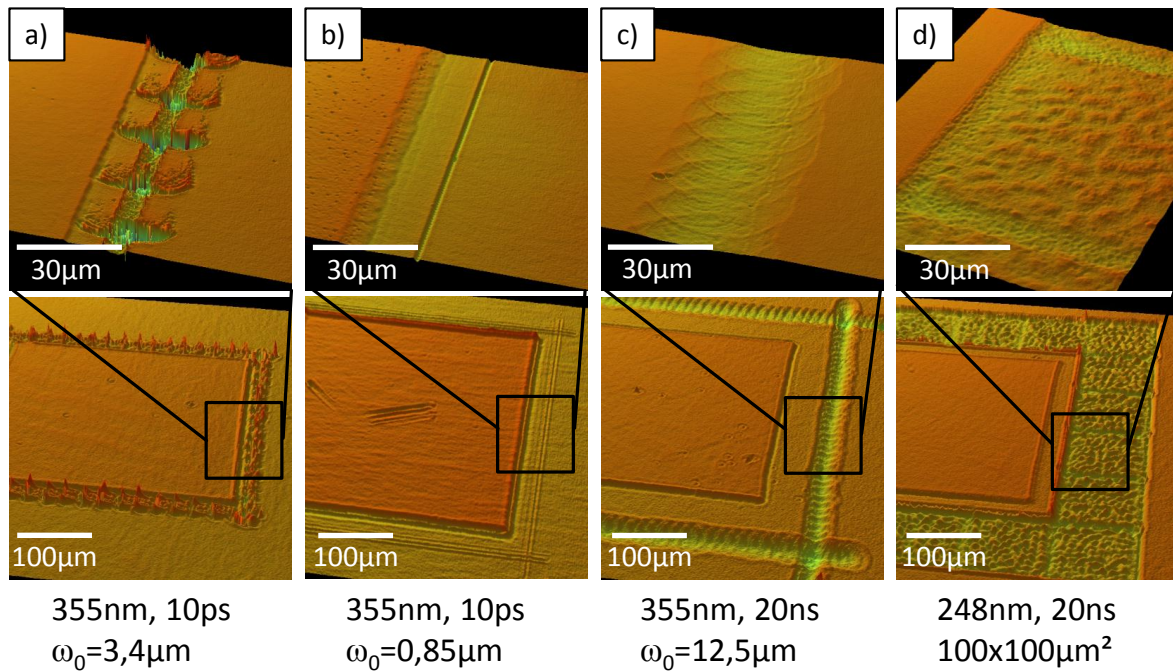
Die mit der L $\mu$ B durchgeführten Transmissionsexperimente wurden mit dem NLS und der EWS wiederholt. Es wurden ebenfalls Pulsenergien unterhalb der Ablationsschwelle

verwendet. Im Gegensatz zu den ps-Pulsen der L $\mu$ B konnte bei Verwendung des NLS keine Transmission durch die LED-Heterostruktur gemessen werden. Typische Leistungsdichten des NLS, die für die spätere Herstellung der Isolationsgräben verwendet wurden, lagen im Bereich von 0,43 GW/cm<sup>2</sup>. Diese Leistungsdichte liegt somit knapp unterhalb der Schwelle, die notwendig ist, die LED-Heterostruktur mit ps-Pulsen in Transparenz zu pumpen. Es ist dennoch wahrscheinlich, dass sich die Eindringtiefe bei der Bearbeitung mit Laserpulsen bei  $\lambda=355$  nm und  $\tau=20$  ns erhöht, da zumindest ein Teil der 4,4  $\mu$ m dicken Schichtstruktur transparent wird. Das Transmissionsexperiment unter Verwendung der EWS zeigte bei Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle ebenfalls kein Ausbleichen der LED-Heterostruktur. Da sich die Photonenenergie des Lasers 1,64 eV ( $\hat{=}$ 121 nm) oberhalb der Bandkante befindet, ist eine Transmission auch dann auszuschließen, wenn sich die Fluenz weit oberhalb der Ablationsschwelle befindet. Bei einer Wellenlänge von 248 nm besitzt GaN einen Absorptionskoeffizienten von  $\alpha \approx 2,05 \cdot 10^5$  cm<sup>-1</sup> der nach dem Lambert-Beerschen Gesetz einer Eindringtiefe von 49 nm entspricht.

### Herstellung von Isolationsgräben durch unterschiedliche Laserquellen

Mit Hilfe der drei zur Verfügung stehenden Laserbearbeitungsanlagen wurden elektrische Isolationsgräben hergestellt und miteinander verglichen. Zur späteren Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften wurde ein LED-Wafer durch eine Schattenmaske mit 300x300  $\mu$ m<sup>2</sup> großen Ti/Ni p-Kontakten bedampft. Da nominell identisch hergestellt LED-Wafer aufgrund von Schwankungen während der Epitaxie Unterschiede in ihrer Ausgangsleistung, Vorwärtsspannung, Emissionswellenlänge und ihrem Leckstromverhalten zeigen, wurde der LED-Wafer in kleine Stücke gespalten. Somit kann jedes Stück mit einer anderen Laserbearbeitungsanlage bearbeitet und anschließend charakterisiert werden, ohne dass Unterschiede in der LED-Heterostruktur auftreten. Die Dicke der p-GaN Schicht, der Elektronenbarriere, der Zwischenschichten und des aktiven Bereichs beträgt insgesamt  $\approx 150$  nm. Die Laserparameter wie Pulsenergie und Pulsabstand, aber auch die Anzahl der Umläufe wurden so gewählt, dass Isolationsgräben mit einem möglichst flachen Boden und einer Tiefe im Bereich von 230 nm entstanden. Die gewünschte Tiefe der Isolationsgräben wurde, identisch zu lithographisch hergestellten Mesa Strukturen, größer gewählt, damit der aktive Bereich auch bei Schwankungen der realen Tiefe sicher durchtrennt wird.

Abbildung 4.38 zeigt Weißlichtinterferometer-Aufnahmen von Isolationsgräben, die den Ti/Ni p-Kontakt umgeben und mit den unterschiedlichen Lasersystemen hergestellt wurden. Die obere Abbildung zeigt jeweils eine Detailaufnahme des eigentlichen Grabens. Der in Abbildung 4.38 a gezeigte Isolationsgraben wurde mit Hilfe der L $\mu$ B unter Verwendung von Strahlengang #3 hergestellt ( $\omega_0=3,4$   $\mu$ m). Die Fluenz betrug 1,69 J/cm<sup>2</sup> bei einem Pulsabstand von 4  $\mu$ m. Nach insgesamt zwei Umläufen wurde die gewünschte Tiefe erreicht. Wie in Abbildung 4.38 a zu erkennen ist, zeigt der Isolationsgraben Abplatzungen, die in periodischen Abständen auftreten. Durch das Ausbleichen der LED-Heterostruktur propagiert ein erheblicher Teil der Laserstrahlung bis an die Grenzfläche des Saphirwa-



**Abbildung 4.38:** Weißlichtinterferometer-Aufnahmen von elektrischen Isolationsgräben, die einen p-Kontakt umgeben und mit Hilfe unterschiedlicher Lasersysteme hergestellt wurden. Neben der Laserwellenlänge und Pulsdauer unterschied sich die Bearbeitung auch in der Größe des Fokus. Die oberen Abbildungen zeigen Detailaufnahmen der Isolationsgräben.

fers, wo es in der defektreichen Nukleationsschicht zur Dekomposition des GaN kommt. Der entstehende Stickstoff baut einen Überdruck auf, so dass die Schichtstruktur eine Verspannung erfährt, zusätzlich zu der bereits vorhandenen kompressiven Verspannung. Gleichzeitig wird die Spannung in dem bearbeiteten Bereich nicht mehr durch das Saphirsubstrat aufgenommen. Durch weitere Laserpulse akkumuliert sich der aufgebaute Druck wodurch die Verspannung zunimmt, bis ein kritischer Wert überschritten wird, der die LED-Heterostruktur an die Zerreißgrenze bringt, so dass es zu Abplatzungen kommt und Relaxation stattfindet. Dieser Vorgang wird bei der Herstellung eines Grabens periodisch wiederholt. Wie in der Detailansicht in Abbildung 4.38 a zu erkennen ist, weisen die abgeplatzten Bereiche eine deutlich größere Tiefe auf, als die Bereiche, die rein durch Laserablation abgetragen wurden. Aufgrund des rauen Bodens und der großen Tiefe der abgeplatzten Bereiche war eine Tiefenbestimmung mit Hilfe des Weißlichtinterferometers nicht möglich. Auch durch Variation der Laserparameter wie Pulsenergie, Pulsabstand und Anzahl der Umläufe war es nicht möglich, Isolationsgräben in der gewünschten Tiefe ohne Abplatzungen herzustellen.

Abbildung 4.38 b zeigt einen Isolationsgraben, der ebenfalls unter Verwendung der  $\text{L}\mu\text{B}$  hergestellt wurde, allerdings mit Strahlengang #2 ( $\omega_0=0,85\mu\text{m}$ ). Die Fluenz wurde erneut auf  $1,69\text{ J/cm}^2$  gesetzt und der Pulsabstand aufgrund des kleineren Fokus auf  $1\mu\text{m}$  reduziert. Nach ebenfalls zwei Umläufen wurde die gewünschte Tiefe erreicht. Aufgrund der kleineren Strahltaile des Fokus kann die Pulsenergie bei gleicher Fluenz um einen Faktor 16 gesenkt werden. Durch den kleineren Radius der Strahltaile und die

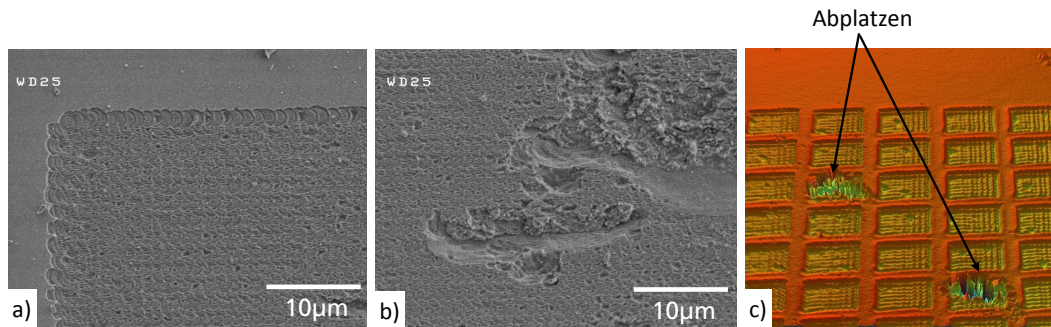
geringere Pulsenergie findet die Dekomposition des GaN in einem kleineren Bereich statt, so dass insgesamt weniger gasförmiger Stickstoff erzeugt wird, weshalb die aufgebaute Verspannung geringer ausfällt. Zusätzlich wird die LED-Heterostruktur in einem kleineren Bereich von dem Saphirsubstrat abgelöst, so dass mehr Spannung durch das Substrat aufgenommen werden kann. Dadurch ist es bei geeigneter Wahl der Laserparametern möglich, einen linienförmigen Materialabtrag bis zu einer Tiefe von 230 nm zu erzeugen, ohne dass es zu Abplatzungen kommt, wie es der Isolationsgraben in Abbildung 4.38 b zeigt. Wird allerdings ein tieferer Graben benötigt, dann kommt es erneut zu Abplatzungen, die sich auch durch andere Laserparameter nicht vermeiden lassen. Entscheidend für die Herstellung eines Isolationsgrabens ohne Abplatzungen ist die richtige Wahl der Laserparameter. Ein kleinerer Pulsabstand unter gleichzeitiger Reduktion der Fluenz führte erneut zu Abplatzungen, wie es in Abbildung 4.33 gezeigt wurde. Ein größerer Pulsabstand führt dagegen zu einem Graben, dessen Boden große Höhenunterschiede, aufgrund des geringen Pulsüberlapps aufweist. Der in Abbildung 4.38 b gezeigte Graben weist eine Rauheit von  $\approx 30$  nm (Maximum zu Minimum) auf. Die Reproduzierbarkeit der Grabentiefe liegt im Bereich von  $\pm 30$  nm und wird hauptsächlich durch die vertikale Lage des Fokus bestimmt. Einflüsse durch Defekte in der Heterostruktur wurden bei der verwendeten Fluenz nicht beobachtet.

Abbildung 4.38 c zeigt einen Isolationsgraben, der mit dem NLS hergestellt wurde. Zum Erreichen der gewünschten Tiefe wurde eine Fluenz von  $8,55 \text{ J/cm}^2$  bei einem Pulsabstand von  $12 \mu\text{m}$  und einem Umlauf gewählt. Vergleicht man den entstandenen Graben mit Abbildung 4.38 a, so ist zu erkennen, dass trotz des größeren Radius der Strahltaille von  $12,5 \mu\text{m}$  ein Abtrag möglich ist, der keinerlei Abplatzungen aufweist. Im Vergleich zu der Bearbeitung mit der L $\mu$ B ist die Wahl des lateralen Pulsabstandes und der Fluenz bei dem NLS unkritisch und kann in einem großen Bereich variiert werden. Auch bei großem Pulsüberlapp war kein Abplatzen der LED-Heterostruktur zu beobachten, das auf die fehlende bzw. geringere Transmission aufgrund der kleineren Pulsspitzenleistung zurückgeführt wird, wodurch keine Schädigung bzw. Dekomposition der Nukleationsschicht auftritt, sondern lediglich der erwünschte oberflächliche Abtrag.

Der in Abbildung 4.38 d gezeigte Isolationsgraben, der mit der EWS hergestellt wurde, zeigt ebenfalls keine Abplatzungen, obwohl ein großer Fokus mit einer Fläche von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  verwendet wurde. Zum Erreichen der notwendigen Tiefe wurde die Fluenz auf  $1,76 \text{ J/cm}^2$  gesetzt. Nach fünf Laserpulsen auf die identische Stelle wurde die gewünschte Tiefe erreicht. Da es sich um ein Strahlprofil mit rechteckiger Intensitätsverteilung handelt, weist der abgetragene Bereich, abgesehen von Rauheit, eine nahezu konstante Tiefe auf. Durch das Aneinanderreihen mehrerer Bearbeitungen mit einem Überlapp von  $10 \mu\text{m}$  wurde ein Graben erzeugt, der in den überlappenden Bereichen einen um  $120$  nm tieferen Abtrag aufweist. Wie in den beiden Abbildungen zu erkennen ist, zeigt der Boden eines einzelnen abgetragenen Feldes eine Rauheit, die im Bereich von  $100$  nm (Maximum-Minimum) liegt. Diese Unebenheit wird auf laterale Fluktuationen der Intensitätsverteilung zurückgeführt, die durch den Strahlhomogenisierer verursacht werden.

Vergleicht man die Fluenz, die bei der Bearbeitung durch das NLS verwendet wurde (1 Umlauf mit  $F=8,55 \text{ J/cm}^2$ ) mit der akkumulierten Fluenz bei der Bearbeitung durch die EWS (5 Umläufe mit  $F=1,76 \text{ J/cm}^2 \hat{=} 8,8 \text{ J/cm}^2$ ), so sind beide Werte nahezu identisch. Der geringere Absorptionskoeffizient von GaN bei 355 nm im Vergleich zu 248 nm wird durch den größeren Pulsüberlapp bei der Bearbeitung durch das NLS kompensiert. Im Vergleich hierzu wird bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen eine geringere Fluenz benötigt (2 Umläufe mit  $F=1,69 \text{ J/cm}^2 \hat{=} 3,38 \text{ J/cm}^2$ ), da es sich nicht um einen rein thermischen Abtrag handelt, sondern um einen direkten Übergang von der festen in die gasförmige Phase [31] mit zusätzlichen Abplatzungen in Form von Partikeln. Die Bindungsenergie in einem GaN-Kristall beträgt  $9,058 \text{ eV/Atompaar}$  bzw.  $2,264 \text{ eV/Bindung}$  [135]. Wird beispielsweise ein einzelner Laserpuls mit einer Pulsenergie von  $0,47 \mu\text{J}$  mit Strahlengang #3 auf GaN abgegeben, ergibt sich ein Lochdurchmesser von  $5,7 \mu\text{m}$  und eine Lochtiefe von  $0,15 \mu\text{m}$ . Nähert man die Form des abgetragenen Volumens durch einen Rotationsparaboloiden an, so ergibt sich ein Abtrag von  $1,9 \mu\text{m}^3$ . In diesem Volumen befinden sich  $9,6 \cdot 10^{10}$  GaN-Paare, wodurch sich eine Gesamtbindungsenergie von  $0,14 \mu\text{J}$  ergibt. Obwohl ein erheblicher Teil der Pulsenergie durch die LED-Heterostruktur transmittiert wird, zeigt diese einfache Näherung, dass die eingebrachte Energie ausreicht, alle Bindungen aufzubrechen.

Um funktionsfähige LEDs zu erhalten, ist es neben der Herstellung eines Isolationsgrabens zur Definition der aktiven Fläche auch notwendig, das n-GaN in einem größeren Bereich freizulegen, um darauf flächige n-Kontakte und Stromaufweitungsstege abzuscheiden. Unter Verwendung des NLS und der EWS war es problemlos möglich, beliebig große Bereiche in der gewünschten Tiefe abzutragen. Bei Verwendung der  $\text{L}\mu\text{B}$  und Strahlengang #3 war es jedoch überhaupt nicht möglich, einen definierten flächigen Tiefenabtrag zu realisieren. Unter Verwendung von Strahlengang #2, der fehlerfreie Isolationsgräben lieferte, kam es dagegen in manchen Bereichen erneut zu Abplatzungen. Abbildung 4.39 a zeigt die REM-Aufnahme einer abgetragenen Fläche, die durch Bearbeitung bei einer Fluenz von  $1,69 \text{ J/cm}^2$  und einem Pulsabstand von  $1 \mu\text{m}$  in X- und Y-Richtung mit lediglich einem Umlauf hergestellt wurde. Aufgrund des Pulsüberlapps in X- und Y-Richtung war der Materialabtrag bereits bei einem Umlauf ausreichend groß, um die gewünschte Tiefe zu erreichen. Abbildung 4.39 b zeigt eine andere Stelle, die mit den identischen Parametern bearbeitet wurde, aber große abgeplatzte Bereiche aufweist. Das erneute Auftreten von Abplatzungen wird auf den Pulsüberlapp in X- und Y-Richtung zurückgeführt, wodurch eine größere Verspannung aufgebaut wird und gleichzeitig Delamination der LED-Heterostruktur in einem größeren Bereich stattfindet, so dass die Zerreißgrenze von GaN überschritten wird. Das unvollständige Auftreten der Abplatzungen wird auf eine inhomogen über den Wafer verteilte Defektdichte zurückgeführt. Die gezeigte flächige Bearbeitung wurde mäanderförmig durchgeführt. Trat während der Bearbeitung eine Abplatzung auf, so setzte sich diese Zeile für Zeile fort, bis das Ende der Bearbeitung erreicht war. Aus diesem Grund wurde die flächige Bearbeitung abgeändert. Anstatt eines vollflächigen Abtrags, wurden lediglich  $15 \times 8 \mu\text{m}^2$  große Bereiche bearbeitet, die von  $3 \mu\text{m}$



**Abbildung 4.39:** a) Mit Hilfe der  $\text{L}\mu\text{B}$  freigelegtes n-GaN zum Abscheiden eines n-Kontakts. b) Aufgrund von Schädigung der Nukleationsschicht werden zusätzliche Verspannungen aufgebaut, die zum teilweisen Abplatzen der LED-Heterostruktur führen. c) Einzelne  $15 \times 8 \mu\text{m}^2$  große freigelegte n-GaN Bereiche, die durch  $3 \mu\text{m}$  breite unbearbeitete Streifen getrennt sind, um ein Ausbreiten des abgeplatzten Bereichs zu verhindern.

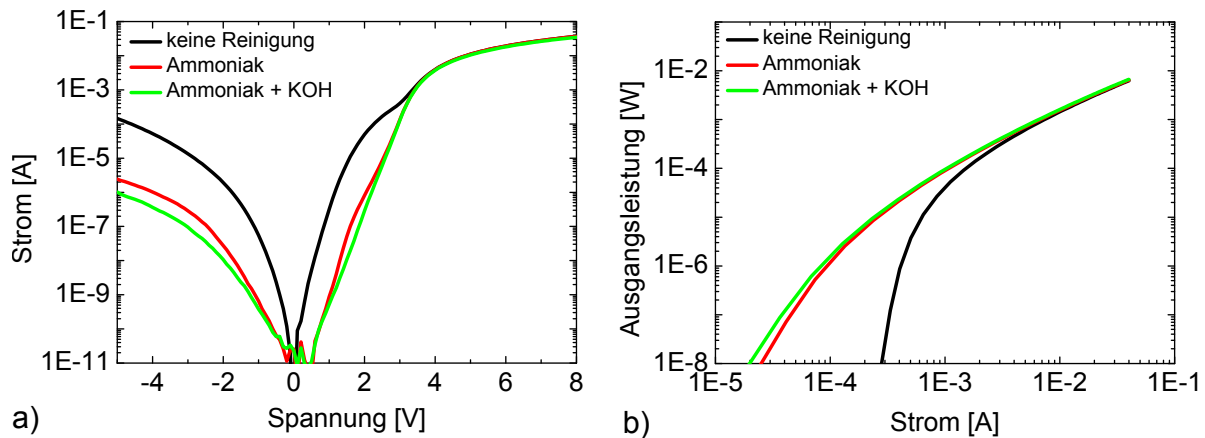
breiten unbearbeiteten Bereichen getrennt waren, so wie es in der Weißlichtinterferometer-Aufnahme in Abbildung 4.39 c gezeigt ist. Die unbearbeiteten Zwischenräume verhindern ein Ausbreiten der Abplatzungen, so dass lediglich einzelne wenige der  $15 \times 8 \mu\text{m}^2$  großen Felder Schädigungen aufwiesen. Der n-Kontakt wurde anschließend vollflächig über die abgetragenen und die unbearbeiteten Bereiche aufgedampft. Aufgrund der guten Leitfähigkeit des n-GaN wird auch eine ausreichende Stromaufweitung unterhalb der nicht abgetragenen Bereiche gewährleistet.

#### 4.3.6 Elektrische Eigenschaften laserhergestellter Isolationsgräben

Nach der Laserbearbeitung wurde, wie in Abbildung 4.26 b gezeigt, ein Indiumkontakt am Rand jedes Waferstücks angebracht, um den n-dotierten Bereich zu kontaktieren. Somit enthielt jede LED einen p-Kontakt, einen n-Kontakt und einen elektrischen Isolationsgraben. Durch Kontaktnadeln wurde die LED bestromt und die optische Ausgangsleistung durch das Saphirsubstrat mit einer Ulbrichtkugel gemessen. Somit konnte jede LED elektro-optisch charakterisiert werden.

##### Nachbehandlung des Isolationsgrabens

Bei der Bearbeitung von GaN mit Laserpulsen im ns-Bereich findet eine thermische Dekomposition des GaN statt [51]. Während der entstehende Stickstoff bei Raumtemperatur gasförmig ist und sich verflüchtigt, verbleibt das metallische Gallium in den Isolationsgräben und kann elektrische Nebenschlüsse zwischen dem n-dotierten und p-dotierten Bereich erzeugen. Im Fall der Laserbearbeitung mit fs-Pulsen wurde gezeigt, dass eine Bearbeitung von GaN möglich ist, ohne dass Rückstände von Ga zurückbleiben [50]. Bei den verwendeten ps-Pulsen der  $\text{L}\mu\text{B}$  zeigt sich jedoch, dass zumindest teilweise eine thermische Dekomposition des GaN stattfindet. Abbildung 4.40 a zeigt in halblogarithmischer Darstellung die Strom-Spannungs Kennlinie (I-U-Kennlinie) einer LED, die einen elektrischen Isolationsgraben enthält, der mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  unter Verwendung von Strahlengang



**Abbildung 4.40:** a) Strom-Spannungs Kennlinien einer LED, deren Isolationsgraben mit Hilfe der  $L_{\mu B}$  erzeugt wurde. Durch Nachbehandlung des Isolationsgrabens lassen sich Nebenschlüsse reduzieren. b) Zugehörige Kennlinien der optischen Ausgangsleistung als Funktion des Stroms

#2 hergestellt wurde (vgl. Abbildung 4.38 b). Die schwarze Kurve zeigt die Kennlinie unmittelbar nach der Laserbearbeitung, während die rote und grüne Kurve die Kennlinie nach unterschiedlichen Reinigungsschritten zeigt. Hierzu wurde die LED zunächst für 10 Minuten in einer wässrigen Lösung aus 3% Ammoniak (rote Kurve) und anschließend für 30 Minuten in einer wässrigen 3 molaren Lösung aus Kaliumhydroxid (KOH) gereinigt (grüne Kurve). Beide Reinigungsschritte fanden bei Raumtemperatur statt. Wie in 4.40 a zu erkennen ist, findet sowohl in Vorwärtsrichtung, als auch in Rückwärtsrichtung ein Rückgang des Leckstroms bei Spannungen zwischen  $-5\text{ V}$  und  $3\text{ V}$  statt, nachdem die Reinigungsschritte angewendet wurden. Während der Ammoniakbehandlung werden die Galliumrückstände entfernt, so dass Nebenschlüsse an der Seitenkante des Isolationsgrabens reduziert werden. Dies wird besonders deutlich, wenn man den Leckstrom in Sperrrichtung der LED bei einer Spannung von  $-5\text{ V}$  betrachtet. Im Fall der Ammoniakbehandlung wird der Leckstrom von  $155\text{ }\mu\text{A}$  auf  $2,4\text{ }\mu\text{A}$  reduziert. Das kristalline GaN bleibt von dieser Behandlung unberührt. Durch die zusätzliche Reinigung mit KOH lässt sich der Leckstrom weiter auf  $1\text{ }\mu\text{A}$  reduzieren. Neben dem effizienteren Entfernen von Galliumrückständen wird dieser Effekt hauptsächlich auf das kristallographische Anätzen der Seitenkante des Isolationsgrabens zugeschrieben. GaN kann nasschemisch geätzt werden, obwohl es chemisch sehr stabil ist. Allerdings findet kein homogener Materialabtrag statt, sondern ein Abtrag, der von der Kristallorientierung abhängt. Durch das Ätzen in KOH lässt sich z.B. die Polarität der Oberfläche in c-Richtung bestimmen. Während sich auf der Stickstoff zugewandten Oberfläche hexagonale Pyramiden ausbilden [136], findet auf der Gallium zugewandten Oberfläche lediglich eine Ätzung im Bereich von Versetzungen statt [137]. Deshalb wird der Rückgang des Leckstroms auf das Entfernen einer defektreichen dünnen Schicht an der Seitenkante des Isolationsgrabens zurückgeführt. Abbildung 4.40 b zeigt die zugehörigen Kennlinien der optischen Ausgangsleistung als Funktion des Stroms (P-I-Kennlinie). Bei einem Betriebsstrom von  $40\text{ mA}$  wird eine optische Ausgangsleistung von  $6,5\text{ mW}$  erreicht, die nahezu keine Abhängigkeit von den

Reinigungsschritten zeigt. Aufgrund des verhältnismäßig hohen Stroms von einigen mA, können Leckströme im  $\mu\text{A}$  Bereich bezüglich der Effizienz vernachlässigt werden. Im Gegensatz hierzu wird eine deutliche Abhängigkeit von den Reinigungsschritten sichtbar, wenn man das Einsatzverhalten der Elektrolumineszenz im Kleinstrombereich betrachtet. Unmittelbar nach der Laserbearbeitung ist ein Betriebsstrom von  $280\ \mu\text{A}$  notwendig, um eine Ausgangsleistung von  $10\ \text{nW}$  zu erreichen, wohingegen nur  $20\ \mu\text{A}$  nach der Ammoniak und KOH Behandlung notwendig sind, um die gleiche Ausgangsleistung zu erhalten.

Die Leuchtdioden, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  unter Verwendung von Strahlengang #3 bearbeitet wurden (vgl. Abbildung 4.38 a), zeigten auch nach den genannten Reinigungsschritten deutlich größere Leckströme. Da es außerdem mit Strahlengang #3 nicht möglich war, eine Bearbeitung bis zu einer definierten Tiefe zu erreichen, wurden diese LEDs nicht weiter untersucht.

Die Leuchtdioden, deren Isolationsgraben mit dem NLS hergestellt wurden, zeigen unmittelbar nach der Laserbearbeitung größere Leckströme, als Leuchtdioden, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden. Bei den Gräben, die mit der EWS erzeugt wurden, weisen die Leuchtdioden unmittelbar nach der Laserbearbeitung in vielen Fällen Kurzschlüsse auf, so dass keinerlei Elektrolumineszenz beobachtet wurde. Die erhöhten Leckströme bzw. Kurzschlüsse werden auf den rein thermischen Abtragsprozess im Fall von ns-Laserpulsen zurückgeführt, wodurch deutlich mehr metallisches Gallium in den Isolationsgräben verbleibt. Zusätzlich bildet sich während dem Abtrag eine schwächere Schockwelle aus, so dass weniger Material weggeschleudert wird. Nach einer Ammoniakbehandlung zeigen die LEDs, die mit dem NLS bearbeitet wurden, vergleichbare Leckströme, wie diejenigen, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden. Eine anschließende KOH Behandlung reduziert den Leckstrom nur unwesentlich. Im Fall der LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden, wird der Leckstrom nach einer Ammoniakbehandlung soweit reduziert, dass er deutlich unter den Leckströmen der LEDs liegt, die mit dem NLS oder der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden. Eine anschließende KOH Behandlung brachte jedoch keine weitere signifikante Reduktion. Eine Ammoniak und KOH Behandlung wurde dennoch bei allen Leuchtdioden als Standardreinigung nach der Laserbearbeitung durchgeführt, um alle Proben wegen der besseren Vergleichbarkeit identischen Bedingungen auszusetzen.

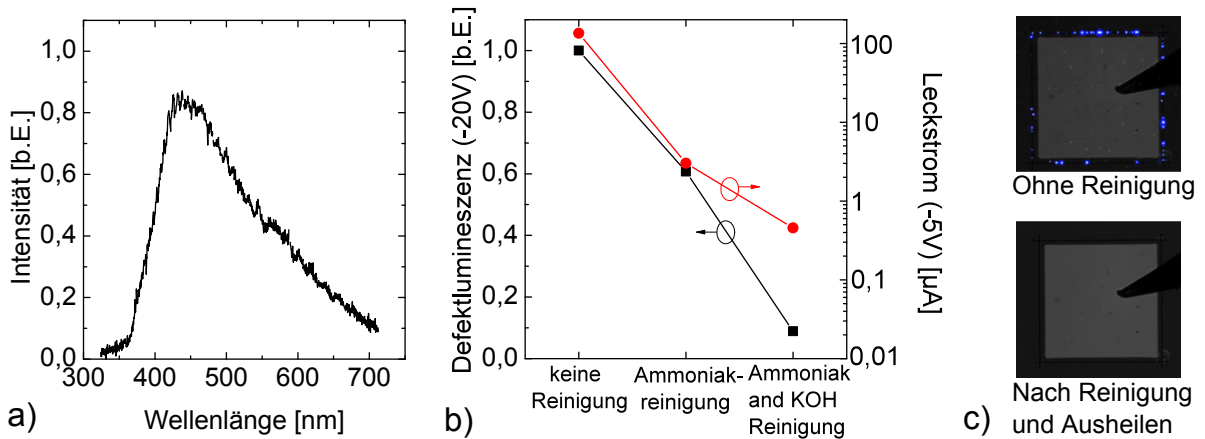
### **Defektlumineszenzen innerhalb der Isolationsgräben**

GaN-basierte LEDs und Laserdioden weisen eine hohe Versetzungsdichte im Bereich von  $10^8 - 10^{10}\ \text{cm}^{-2}$  auf, die bei GaAs-basierten optoelektronischen Bauelementen eine Funktion unmöglich machen würde. Trotz der hohen Versetzungsdichte zeigen GaN-basierte Bauelemente jedoch eine hohe Effizienz. Eine allgemein anerkannte Theorie geht deshalb davon aus, dass Zustände innerhalb der Bandlücke, die durch Versetzungen hervorgerufen werden, elektrisch nicht aktiv sind. Auf der anderen Seite zeigen Untersuchungen, dass Defekte in III-Nitriden aufgrund von beobachteter strahlender und nichtstrahlender Rekombination auch elektrisch und optisch aktiv sein können [138]. Während des Betriebs von GaInN-basierten LEDs wurde eine stromabhängige Lumineszenz beobachtet, die

sich punktförmig über den aktiven Bereich erstreckt und mit der Defektdichte korreliert, woraus geschlossen wurde, dass Defekte lokalisierte Strompfade darstellen können [139]. Das Auftreten von Lumineszenzen beim Betrieb einer LED in Sperrrichtung wird darauf zurückgeführt, dass im Bereich von Defekten besonders hohe elektrische Felder auftreten, so dass Ladungsträger an den Rand der Ladungsträgerzone driften und dabei so viel Energie sammeln, dass diese ausreicht, um Stoßionisation hervorzurufen. Ein Teil der dadurch erzeugten Elektron-Loch Paare rekombiniert strahlend über Defektzustände innerhalb der Bandlücke, wodurch ein breites Emissionsspektrum beobachtet wird [138].

Diese Technik wird im Folgenden zur Visualisierung von Nebenschlüssen im Bereich der Laserbearbeitung verwendet. So zeigt sich auch beim Anlegen einer Sperrspannung an LEDs, deren Isolationsgraben mit der  $\mu\text{B}$  und dem NLS hergestellt wurde, eine schwache punktförmige verteilte Elektrolumineszenz innerhalb des Isolationsgrabens. LEDs, deren Isolationsgraben mit der EWS hergestellt wurde, zeigen dagegen kein Lumineszenz. Das Auftreten solcher Lumineszenzen im aktiven Bereich während des Betriebs einer LED in Sperrrichtung ist in der Literatur wohl bekannt und wird als „breakdown luminescence“ bezeichnet [140, 138]. Da bei den laserbearbeiteten LEDs die Lumineszenz im Isolationsgraben auftritt, wird davon ausgegangen, dass es sich um Defekte handelt, die während der Laserbearbeitung entstanden sind. Abbildung 4.41 a zeigt das Spektrum der beobachteten Lumineszenz, die bei Anlegen einer Spannung von  $-20\text{ V}$  aus einem Isolationsgraben emittiert wird, der mit der  $\mu\text{B}$  hergestellt wurde. Eine Ammoniak und KOH Nachbehandlung wurde in diesem Fall noch nicht durchgeführt. Die Intensität der Lumineszenz zeigte eine Abhängigkeit von der angelegten Spannung und somit zum Stromfluss in Sperrrichtung. Aufgrund der sehr schwachen Emission waren allerdings Spannungen nahe der Durchbruchspannung notwendig, um die Lumineszenz zu detektieren. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, erstreckt sich das Spektrum über einen breiten Bereich von  $360\text{ nm}$  bis  $720\text{ nm}$ , wobei das Maximum bei einer Wellenlänge von  $440\text{ nm}$  liegt. Aus der spektral breiten Emission wird geschlossen, dass es sich um strahlende Rekombination über Defektzustände handelt [138]. Neben der angelegten Spannung ergibt sich auch eine Abhängigkeit der Intensität von den Reinigungsschritten. Abbildung 4.41 b zeigt die normierte und räumlich sowie spektral integrierte Lumineszenz bei einer Spannung von  $-20\text{ V}$  vor und nach den einzelnen Nachbehandlungen (schwarz). Nach einer Ammoniakbehandlung reduziert sich die Intensität auf  $60\%$  des ursprünglichen Werts und nach einer weiteren KOH Behandlung ist ein Rückgang auf  $9\%$  zu beobachten. Zum Vergleich sind die entsprechenden Leckströme bei  $-5\text{ V}$  gezeigt (rot). Die Korrelation zwischen der Intensität der Defektlumineszenz und dem Rückwärtsstrom legt nahe, dass beide Effekte den gleichen Ursprung haben.

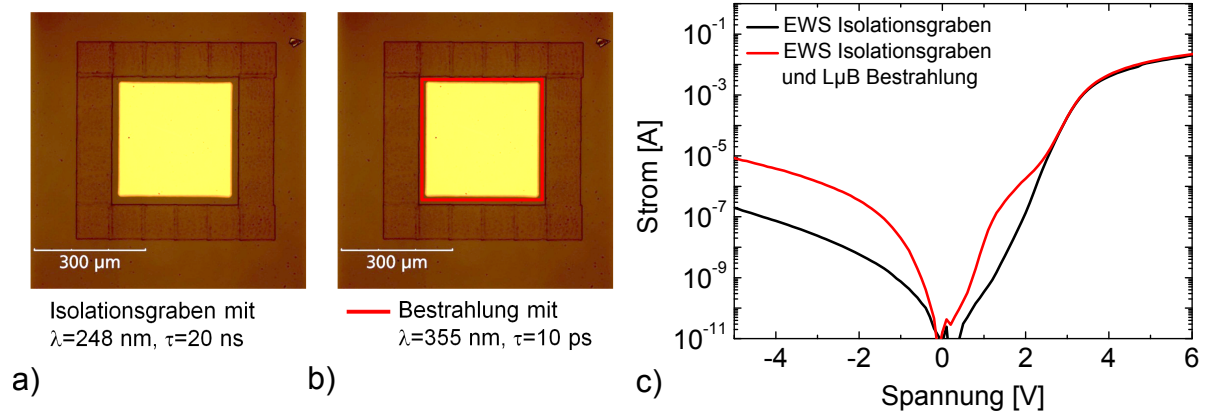
Durch das Aufheizen der Probe für 30 Minuten auf eine Temperatur von  $500^\circ\text{C}$  reduzierte sich die Intensität so weit, dass sie nicht mehr detektiert werden konnte. Das Tempern der Probe bewirkt ein Ausheilen von Defekten, die mit großer Wahrscheinlichkeit während der Laserbearbeitung entstanden sind. Bereits bei moderaten Temperaturen beginnen Vakanzen in GaN zu diffundieren, wodurch sie Komplexe mit anderen Defekten formen



**Abbildung 4.41:** Spektrum der Defektlumineszenz beim Anlegen einer Sperrspannung von -20 V aus einem Isolationsgraben, der mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  hergestellt wurde. Das Spektrum wurde vor dem Anwenden der Reinigungsschritte aufgenommen. b) Intensität der Defektlumineszenz bei -20 V, vor und nach den Reinigungsschritten, sowie der zugehörige Leckstrom bei -5 V. c) Die obere Abbildung zeigt eine Mikroskopaufnahme eines p-Metall Kontakts der von einem mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  hergestellten Isolationsgraben umgeben ist. Beim Anlegen einer Spannung von -20 V ist eine punktförmige blaue Lumineszenz zu beobachten. Die untere Abbildung zeigt die identische LED nach dem Anwenden der Reinigungsschritte und dem Tempern. Beim Anlegen einer Spannung von -20 V ist keine Lumineszenz mehr zu beobachten.

[141]. Abbildung 4.41 c zeigt zwei Mikroskopaufnahmen der identischen LED, bei einer angelegten Spannung von -20 V, einmal unmittelbar nach der Laserbearbeitung (oben) und einmal im Anschluss an die Nachbehandlungen und Temperung (unten). Im erstgenannten Fall ist die blaue punktförmig verteilte Defektlumineszenz innerhalb des Isolationsgrabens sichtbar, während sie im zweitgenannten Fall vollständig verschwunden ist. Das Tempern der LED hat neben dem Verschwinden der Defektlumineszenz einen weiteren Rückgang des Leckstroms zur Folge, wie im späteren Verlauf gezeigt wird.

Da auch die Isolationsgräben, die mit dem NLS hergestellt wurden ( $\lambda=355\text{ nm}$ ) eine Defektlumineszenz zeigen, die Gräben, die mit der EWS erzeugt wurden ( $\lambda=248\text{ nm}$ ) jedoch nicht, wird das Auftreten der Defektlumineszenz auf die Eindringtiefe der jeweiligen Laserstrahlung zurückgeführt. Bei Verwendung eines Gaußschen Strahlprofils trägt nur der zentrale Teil der Intensitätsverteilung zum Materialabtrag bei. Die Intensität der seitlichen Ausläufer des Strahlprofils liegt unterhalb der Ablationsschwelle. Dennoch enthalten diese Ausläufer eine beträchtliche Energiemenge, die mit dem Halbleitermaterial an den Rändern des Laserschnitts wechselwirkt. Verglichen zu einer Wellenlänge von 248 nm, dringt bei  $\lambda=355\text{ nm}$  aufgrund des geringeren Absorptionskoeffizienten ein größerer Teil dieser Energie bis zum aktiven Bereich vor. Bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen wird die Eindringtiefe durch das lokale Ausbleichen der LED-Heterostruktur noch deutlich verstärkt. Auch bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen bei einer Wellenlänge von 355 nm, die zwar keine Transparenz der kompletten 4,4  $\mu\text{m}$  dicken LED-Heterostruktur gezeigt hat, ist dennoch ein teilweises Ausbleichen der oberen GaN-Schichten nicht auszuschließen. Aufgrund der geringeren Bandlückenenergie der Quantentöpfe weisen diese eine stärkere Absorption auf, so dass es zur Schädigung bzw. Ausbildung von Defekten durch Absorption der transmittierten



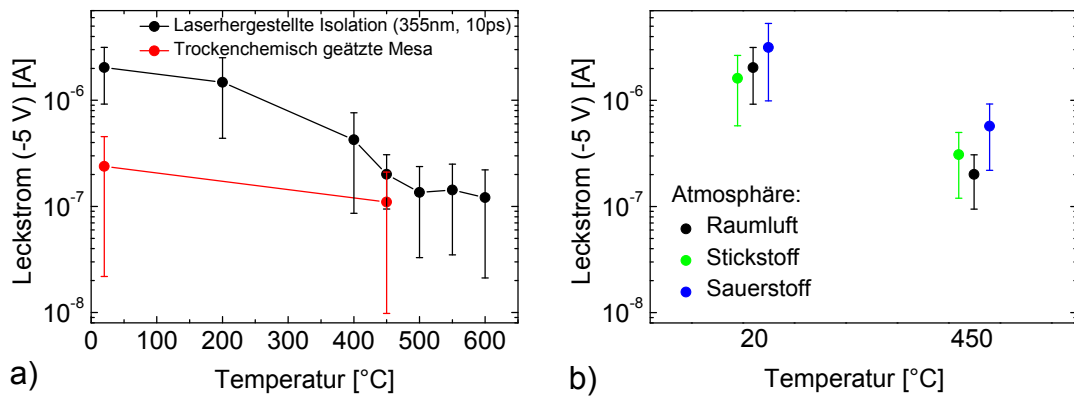
**Abbildung 4.42:** a) p-Metall Kontakt, der von einem Isolationstrench umgeben ist, der mit der EWS ( $\lambda=248$  nm,  $\tau=20$  ns) hergestellt wurde. b) Die unbearbeitete Fläche zwischen Isolationstrench und p-Kontakt wurde mit der L $\mu$ B ( $\lambda=355$  nm,  $\tau=10$  ps) bei einer Fluenz unterhalb der Ablationsschwelle bestrahlt. c) Zugehörige I-U-Kennlinien.

Reststrahlung in den Quantentöpfen kommt, wodurch die Defektlumineszenz und der erhöhte Leckstrom hervorgerufen wird. Um diese Annahme zu verifizieren, wurde wie in Abbildung 4.42 a dargestellt, mit der EWS ( $\lambda=248$  nm,  $\tau=20$  ns) ein Isolationstrench um einen p-Kontakt erzeugt und in Ammoniak und KOH gereinigt. Anschließend wurde der unbearbeitete Bereich zwischen dem Isolationstrench und dem p-Kontakt mit der L $\mu$ B ( $\lambda=355$  nm,  $\tau=10$  ps) bei einer Fluenz unterhalb der Ablationsschwelle bestrahlt ( $E=4,4$  nJ, Pulsabstand  $1$   $\mu$ m). Der bestrahlte Bereich ist in Abbildung 4.42 b angedeutet. Abbildung 4.42 c zeigt die I-U-Kennlinien vor und nach der Bearbeitung mit der L $\mu$ B. Obwohl sich nach der Bearbeitung keine optische Veränderung der Oberfläche zeigt, ist der Leckstrom bei einer Spannung von  $-5$  V um mehr als eine Größenordnung angestiegen und liegt damit bei ähnlichen Werten, die LEDs zeigen, deren Isolationstrench mit der L $\mu$ B hergestellt wurde.

Somit besitzt die Materialbearbeitung bei einer Wellenlänge von  $248$  nm den Vorteil, dass die Eindringtiefe aufgrund des größeren Absorptionskoeffizienten und des fehlenden Ausbleichens der Schichtstruktur während der Laserbestrahlung einen vertikal besser definierten Materialabtrag liefert.

### Ausheilen von Defekten

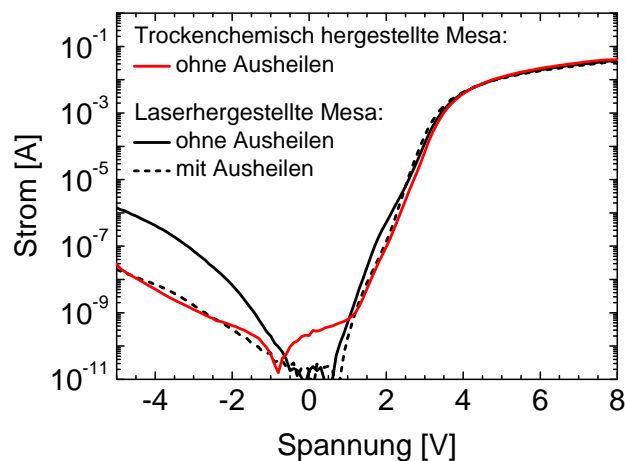
Aufgrund der weiteren Reduktion des Leckstroms nach dem Ausheilen der Defekte wurde der Leckstrom in Abhängigkeit der Ausheiltemperatur näher untersucht. Abbildung 4.43 a zeigt den Vergleich des Leckstroms bei einer Spannung von  $-5$  V für LEDs, deren Isolationstrenchen mit Hilfe der L $\mu$ B hergestellt wurden und LEDs, die eine konventionell hergestellte trockenchemisch geätzte Mesa enthalten. Die Kontaktierung des n-GaN erfolgte wieder über einen Indiumkontakt nach der in Abbildung 4.26 b gezeigten Methode. Da die verwendeten Proben einen Ti/Ni Kontakt enthalten, der neben der Funktion eines p-Kontakts auch als Ätzmaske für eine trockenchemische Chlorätzung verwendet werden



**Abbildung 4.43:** a) Leckströme beim Anlegen einer Spannung von -5 V als Funktion der Ausheiltemperatur für LEDs die einen Isolationsgraben enthalten, der mit der  $\mu\text{B}$  hergestellt wurde (schwarz), sowie LEDs, die eine konventionelle trockenchemisch geätzte Mesa enthalten (rot). Der Ausheilvorgang wurde jeweils für 60 Minuten an Luft durchgeführt. Die Datenpunkte zeigen den statistischen Mittelwert über 13 LEDs, die Fehlerbalken geben die Standardabweichung an. b) Vergleich unterschiedlicher Atmosphären während dem Ausheilen der LEDs, die einen Isolationsgraben enthalten, der mit der  $\mu\text{B}$  hergestellt wurde.

kann, können LEDs verglichen werden, die von einem identischen LED-Wafer stammen. Somit können Wafer-zu-Wafer Schwankungen, die zwischen nominell identischen LED-Wafern auftreten, eliminiert werden. Jeder Datenpunkt in Abbildung 4.43 a zeigt den Mittelwert aus 13 identischen Bauteilen, wobei die Fehlerbalken die Standardabweichung angeben. Die LEDs wurden jeweils für 60 Minuten der angegebenen Temperatur ausgesetzt. Die Temperung fand in Luftatmosphäre statt. Ohne Ausheilen der Defekte ist der Leckstrom bei den laserbearbeiteten LEDs etwa eine Größenordnung größer als bei den trockenchemisch geätzten LEDs. Da alle Bauteile vom selben Wafer stammen, kann im Folgenden davon ausgegangen werden, dass die Unterschiede nicht von Leckströmen herrühren, die durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur fließen, sondern durch den Stromfluss über die Seitenkante des Isolationsgrabens verursacht werden. Somit hängen die Unterschiede in den Leckströmen von der Methode ab, wie die elektrische Isolation erzeugt wurde. In Abbildung 4.43 a ist zu erkennen, dass mit zunehmender Temperatur der Leckstrom der laserhergestellten LEDs um bis zu eine Größenordnung abnimmt und bei Temperaturen ab  $500^\circ\text{C}$  einen konstanten Wert von  $\approx 130\text{ nA}$  annimmt. Durch Tempern der trockenchemisch geätzten LEDs zeigt sich dagegen nur ein geringerer Rückgang, der im Rahmen der statistischen Schwankungen nicht signifikant ist. Bei Temperaturen von  $450^\circ\text{C}$  wurde ein mittlerer Leckstrom von  $110\text{ nA}$  erreicht. Durch die hohen Temperaturen entstand auf dem Ti/Ni Kontakt eine Oxidschicht, die vor der Messung durch Kratzen mit einer Kontaktnadel entfernt wurde.

Zur Verifikation, dass es sich bei dem Ausheilen der Defekte tatsächlich um einen thermischen Effekt handelt und keinen, der durch Oxidation hervorgerufen wird, wurden weitere LEDs in unterschiedlichen Atmosphären getempert. Eine der Proben wurde in Sauerstoffatmosphäre, die andere in Stickstoffatmosphäre bei einer Temperatur von  $450^\circ\text{C}$  behandelt. Abbildung 4.43 b zeigt den Vergleich der beiden Proben zu den in

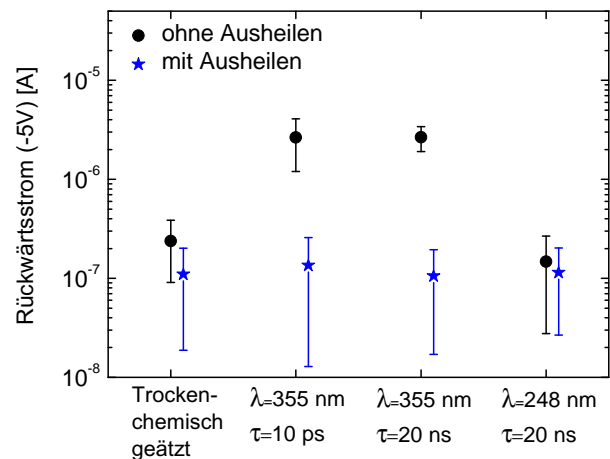


**Abbildung 4.44:** Vergleich der Strom-Spannungs Kennlinie einer LED, deren Isolationsgraben mit der  $L\mu B$  hergestellt wurde, sowie einer LED, deren Mesa trockenchemisch geätzt wurde. Beide LEDs wurden auf dem identischen Wafer hergestellt. Nach dem Ausheilen der Defekte zeigt die laserbearbeitete LED eine ähnliche Charakteristik wie die trockenchemisch geätzte LED.

Luftatmosphäre behandelten LEDs. Im Rahmen der statistischen Schwankungen zeigen alle drei Behandlungen eine Reduktion des Leckstroms. Aufgrund der Abwesenheit von Sauerstoff während der Temperung in Stickstoffatmosphäre kann davon ausgegangen werden, dass es sich um einen rein thermischen Effekt handelt. Da sich in der Stickstoffatmosphäre zusätzlich keine Oxidschicht auf dem p-Kontakt bildet, wurden alle weiteren Temperprozesse in Stickstoffatmosphäre bei einer Temperatur von  $500^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Es zeigte sich weiterhin, dass eine Ausheilzeit von 30 Minuten identische Ergebnisse lieferte, so dass die Zeit entsprechend verkürzt werden konnte.

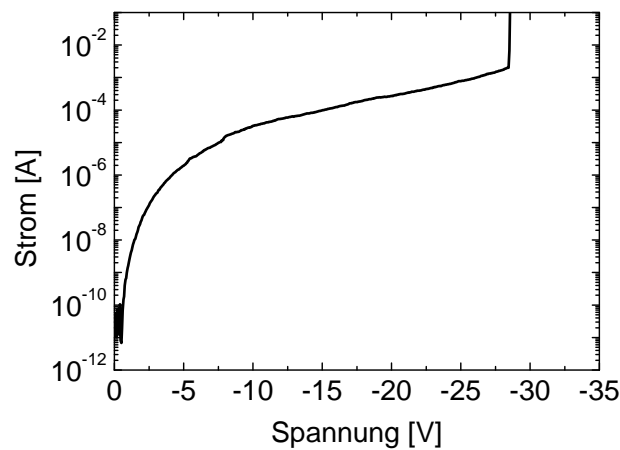
Abbildung 4.44 zeigt beispielhaft die I-U-Kennlinien einer aus Abbildung 4.43 a untersuchten LED, die mit der  $L\mu B$  bearbeitet wurde, sowie einer LED mit trockenchemisch geätzter Mesa. Vor dem Ausheilen der Defekte zeigt das laserbearbeitete Bauteil einen signifikant höheren Leckstrom im Vergleich zur konventionell hergestellten LED. Nach dem Tempern bei  $500^{\circ}\text{C}$  sind die beiden Kennlinien nahezu identisch. Aufgrund der am Rand der Proben angeordneten Indiumkontakte und des daraus resultierenden hohen Serienwiderstands im n-GaN sind die Spannungen der LEDs mit  $5,9\text{ V}$  bei  $20\text{ mA}$  noch verhältnismäßig hoch.

Die bisherigen Untersuchungen zum Ausheilen von Defekten durch Tempern beschränkten sich auf LEDs, die einen Isolationsgraben enthielten, der mit der  $L\mu B$  hergestellt wurde. Abbildung 4.45 zeigt einen Vergleich der Leckströme bei  $-5\text{ V}$  von LEDs, deren elektrischer Isolationsgraben mit den unterschiedlichen Lasersystemen hergestellt wurde. Zum Vergleich sind wieder LEDs gezeigt, deren elektrische Isolation auf konventionelle Weise durch trockenchemische Chlorätzung erfolgte. Sämtliche LEDs stammen von einem identischen Wafer, so dass ein Unterschied im Leckstrom durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur ausgeschlossen werden kann. Jeder der Datenpunkte gibt den statisti-



**Abbildung 4.45:** Vergleich der Leckströme beim Anlegen einer Sperrspannung von -5 V von LEDs, deren Isolationsgraben mit Hilfe unterschiedlicher Lasersysteme hergestellt wurde, sowie LEDs, deren Mesa durch konventionelles trockenchemisches Ätzen erzeugt wurde. Jeder Datenpunkt zeigt den statistischen Mittelwert von 8 LEDs. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung an. Durch Ausheilen von Defekten kann der Leckstrom auch von LEDs, die bei einer Laserwellenlänge von 355 nm bearbeitet wurden, auf die Referenzwerte der trockenchemisch präparierten Mesa-LEDs gesenkt werden. Die LEDs, die bei einer Wellenlänge von 248 nm bearbeitet wurden, weisen bereits ohne Ausheilen von Defekten ähnlich niedrige Leckströme auf, wie trockenchemisch geätzte Referenz-LEDs.

schen Mittelwert über 8 LEDs an. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung wieder. Die schwarzen Datenpunkte zeigen, mit Ausnahme der trockenchemisch geätzten LEDs, die Leckströme nach der Ammoniak und KOH Behandlung. Die trockenchemisch geätzten LEDs weisen einen Leckstrom von  $(0,2 \pm 0,2) \mu\text{A}$  auf, während der Leckstrom der LEDs, die mit ps-Pulsen und ns-Pulsen bei einer Wellenlänge von 355 nm bearbeitet wurden mit  $(3 \pm 1) \mu\text{A}$  um ca. eine Größenordnung höher liegt. Im Vergleich hierzu zeigen die LEDs die bei einer Wellenlänge von 248 nm bearbeitet wurden einen mittleren Leckstrom von lediglich  $(0,2 \pm 0,1) \mu\text{A}$ . Nach dem Anwenden eines Temperschritts bei  $500^\circ\text{C}$  für 30 Minuten in Stickstoffatmosphäre auf alle Proben, lässt sich ein weiterer Rückgang des Leckstroms beobachten (blaue Sterne). Wie bereits in Abbildung 4.43 gezeigt, ergibt sich bei LEDs, die mit ps-Pulsen bei einer Wellenlänge von 355 nm bearbeitet wurden, ein Rückgang des Leckstroms um eine Größenordnung. Der Mittelwert des Leckstroms nach dem Ausheilen beträgt in diesem Fall  $(0,1 \pm 0,1) \mu\text{A}$ . Ein vergleichbarer Rückgang auf ebenfalls  $(0,1 \pm 0,1) \mu\text{A}$  ist auch bei den LEDs zu beobachten, die mit Laserpulsen im ns-Bereich bei einer Wellenlänge von 355 nm bearbeitet wurden. Im Gegensatz hierzu zeigen die LEDs die bei  $\lambda=248$  nm bearbeitet oder die trockenchemisch geätzt wurden, mit  $(0,1 \pm 0,1) \mu\text{A}$  im Rahmen des Fehlers keinen signifikanten Rückgang mehr. Wie bereits bei dem Auftreten der Defektlumineszenz erwähnt wurde, wird der Rückgang des Leckstroms im Fall der Bearbeitung bei einer Wellenlänge von 355 nm auf das Ausheilen von Defekten zurückgeführt, die während der Laserbearbeitung aufgrund der großen Eindringtiefe entstanden sind.

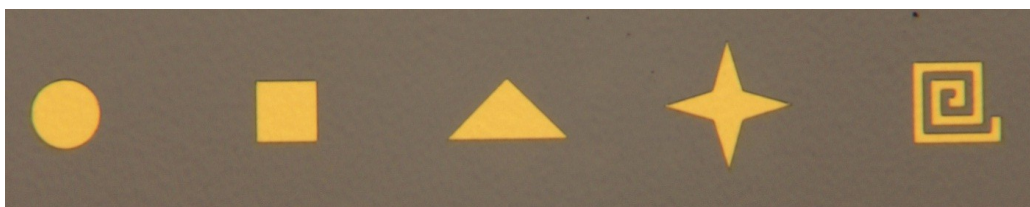


**Abbildung 4.46:** I-U-Kennlinie einer LED, die einen Isolationsgraben enthält, der mit der  $L\mu B$  hergestellt wurde, nach der Reinigung mit KOH und Ammoniak. Bei  $-28,5\text{ V}$  findet ein elektrostatischer Durchbruch statt.

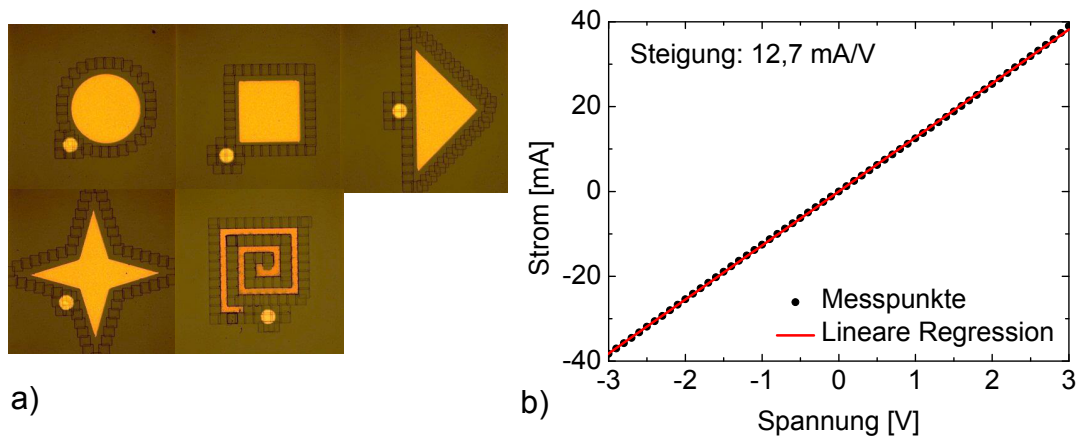
Im Rahmen der statistischen Schwankungen zeigen somit alle drei Laserbearbeiteten Proben nach dem Ausheilen von Defekten Leckströme, die der trockenchemisch geätzten Referenz entsprechen. Das bedeutet, dass die noch verbleibenden Kantenleckströme unabhängig vom Herstellungsverfahren der Mesakante sind, oder dass der verbleibende Leckstrom durch den Strom, der durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur fließt, dominiert wird. Obwohl ein Leckstrom von einigen  $\mu\text{A}$  keine Auswirkungen auf die Charakteristik einer LED bei typischen Betriebsströmen von einigen zehn mA in Durchlassrichtung hat, können Defekte, die den Leckstrom in Sperrrichtung hervorrufen, dazu führen, dass die Lebensdauer einer LED reduziert wird. Untersuchungen haben gezeigt, dass ein enger Zusammenhang zwischen der ESD (engl. electrostatic discharge) Festigkeit, dem Leckstrom und Defekten in der Kristallstruktur besteht. Lokalisierte Strompfade, die durch Defekte hervorgerufen werden und beim Betrieb in Sperrrichtung Lumineszenz aussenden, sind häufig Ursache für das Versagen einer LED in Folge von ESD, da aufgrund der geringen Ausdehnung des Strompfads hohe Stromdichten in Sperrrichtung auftreten [142]. Die ESD Festigkeit der untersuchten LEDs variierte in einem relativ großen Spannungsbereich zwischen  $-20\text{ V}$  und  $-30\text{ V}$ . Innerhalb dieser Schwankungen konnte keine Abhängigkeit der ESD Festigkeit von den Nachbehandlungen, der Temperung oder Bearbeitungsmethode festgestellt werden und war vergleichbar zu den Referenz-LEDs. Abbildung 4.46 zeigt beispielhaft eine I-U-Kennlinie einer LED, deren Isolationsgraben mit der  $L\mu B$  hergestellt wurde und mit Ammoniak und KOH gereinigt wurde. Der elektrostatische Durchbruch findet bei einer Spannung von  $-28,5\text{ V}$  statt. Es ist anzunehmen, dass das ESD Versagen maßgeblich durch Defekte innerhalb des aktiven Bereichs hervorgerufen wird und nicht durch Defekte an der Seitenkante des Isolationsgrabens. Dies ist ein Hinweis dafür, dass der gemessene Gesamtleckstrom maßgeblich durch den Stromfluss über den p-n-Übergang bestimmt wird.

### 4.3.7 Leckströme über die Seitenkante des Isolationsgrabens

Um die Leckströme über die Seitenkante eines Isolationsgrabens unabhängig von den Leckströmen durch den p-n-Übergang einer LED-Heterostruktur bestimmen zu können, wurden LEDs hergestellt, deren Länge der Seitenkante variiert, während die Größe der aktiven Fläche konstant bleibt. Zu diesem Zweck wurden zwei Schattenmasken hergestellt, eine für die p-Kontakte, die andere für die n-Kontakte. Im Vergleich zu den bisher untersuchten LEDs besitzt nun jedes Bauteil aufgrund des aufgedampften n-Kontakts einen identischen Kontaktwiderstand. Zusätzlich ist der räumliche Abstand zwischen n-Kontakt und aktivem Bereich und damit der durch die laterale Stromzuführung auftretende Serienwiderstand bei jedem Bauteil identisch, so dass auch die Vorwärtsspannungen miteinander verglichen werden können. Als p-Kontakt wurde Ni/Au anstatt wie bisher Ti/Ni verwendet, da Ni/Au einen niedrigeren Kontaktwiderstand bietet, und somit die Vorwärtsspannung am Arbeitspunkt der LED gesenkt wird. Die Kontakte wurden auf einen LED-Wafer aufgedampft, der eine nominell identische LED-Heterostruktur aufweist wie die bereits untersuchten LEDs (vgl. Abbildung 4.24). Allerdings fand das Wachstum der Schichtstruktur unter optimierten Bedingungen statt, damit eine möglichst geringe Defektdichte in der epitaktisch gewachsenen Schicht vorliegt, und somit die Leckströme durch den p-n-Übergang reduziert werden [143]. Abbildung 4.47 zeigt eine Mikroskopaufnahme des LED-Wafers, der bereits die aufgedampften p-Kontakte enthält, die jeweils eine Fläche von  $0,075 \text{ mm}^2$  aufweisen, und deren Umfang von links nach rechts wie folgt zunimmt:  $0,97 \text{ mm}$ ,  $1,1 \text{ mm}$ ,  $1,3 \text{ mm}$ ,  $1,8 \text{ mm}$  und  $4,0 \text{ mm}$ . Wie auch bei den Untersuchungen in Abschnitt 4.3.5 bzw. 4.3.6 wurden für einen besseren Vergleich die Isolationsgräben mit unterschiedlichen Laserbearbeitungsanlagen auf dem selben LED-Wafer hergestellt, damit Wafer-zu-Wafer Variationen des Leckstroms durch den p-n-Übergang eliminiert werden. Ein Viertel des Wafers enthielt die in Abbildung 4.47 gezeigten p-Kontakte und wurde mit der  $L\mu B$  ( $\lambda=355 \text{ nm}$ ,  $\tau=10 \text{ ps}$ , Strahlengang #2 aus Tabelle 2.3) bearbeitet, ein weiteres Viertel enthielt die gleichen Kontakte und wurde mit der EWS ( $\lambda=248 \text{ nm}$ ,  $\tau=20 \text{ ns}$ ,  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  Fokusfeld) bearbeitet. Die andere Hälfte des Wafers enthielt andere LED-Formen, die in Abschnitt 4.3.8 behandelt werden. Nach dem Herstellen der Isolationsgräben wurde die Schattenmaske für die n-Kontakte mit Hilfe von Justierkreuzen auf die bereits aufgedampften p-Kontakte justiert und anschließend die n-Metallisierung (Ti/Al/Ni/Au) abgeschieden.



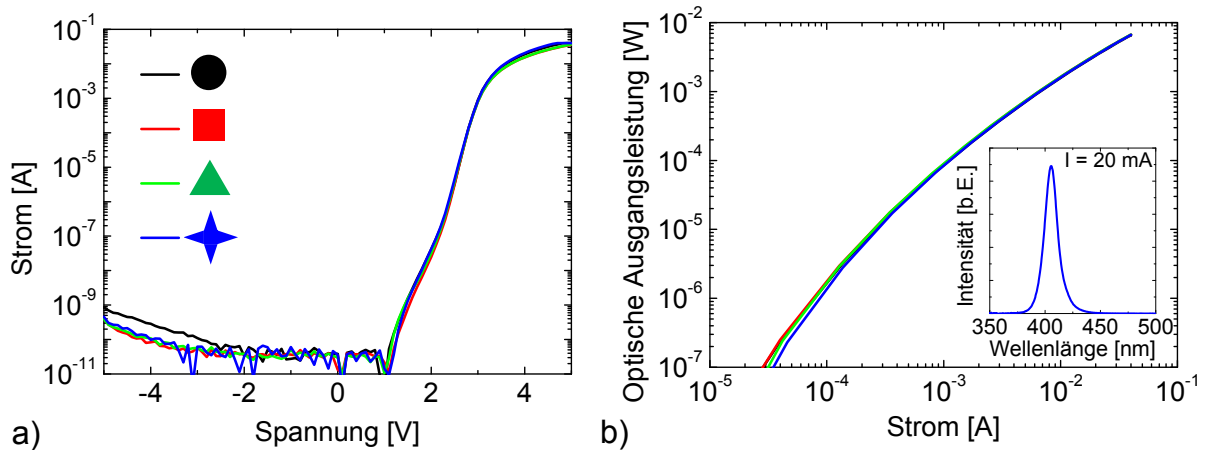
**Abbildung 4.47:** Mikroskopaufnahme von p-Kontakten, die auf einen LED-Wafer mit Hilfe einer Schattenmaske abgeschieden wurden. Jeder Kontakt weist eine identische Fläche auf, der Umfang variiert jedoch von links nach rechts.



**Abbildung 4.48:** a) Mikroskopaufnahmen von LEDs, die einen p-Kontakt, einen punktförmigen n-Kontakt und einen Isolationsgraben enthalten, der mit der EWS hergestellt wurde. b) I-U-Kennlinie zwischen zwei benachbarten n-Kontakten, die einen Abstand von 1 mm zueinander aufweisen. Der Vergleich der Messdaten mit der linearen Regression zeigt einen linearen Anstieg, so dass von einem ohmschen Kontakt zwischen dem n-Metall und der freigelegten n-GaN Schicht ausgegangen werden kann.

Abbildung 4.48 a zeigt die fünf LED-Formen nach dem Aufdampfen der n-Kontakte. Der Isolationsgraben wurde in diesem Fall mit Hilfe der EWS hergestellt. Um zu verifizieren, dass sich zwischen dem n-Kontakt und dem n-GaN, das durch die Laserbearbeitung freigelegt wurde, keine Schottky Barriere, sondern ein ohmscher Kontakt ausbildet, wurden zwei n-Kontakte benachbarter LEDs (Abstand 1 mm) mit Kontaktnadeln kontaktiert und das elektrische Verhalten analysiert. Die zugehörige I-U-Kennlinie ist in Abbildung 4.48 b gezeigt. Wie anhand der linearen Regression zu erkennen ist, ergibt sich ein ohmsches Verhalten, mit einem Widerstand von  $R_{nn}=78,2\ \Omega$ , der sich aus dem lateralen Schichtwiderstand durch die n-dotierte Halbleiterschicht und dem doppelten n-Kontaktwiderstand zusammensetzt. Der Kontaktwiderstand selbst kann z.B. durch die Transferlängen-Methode (TLM) bestimmt werden.

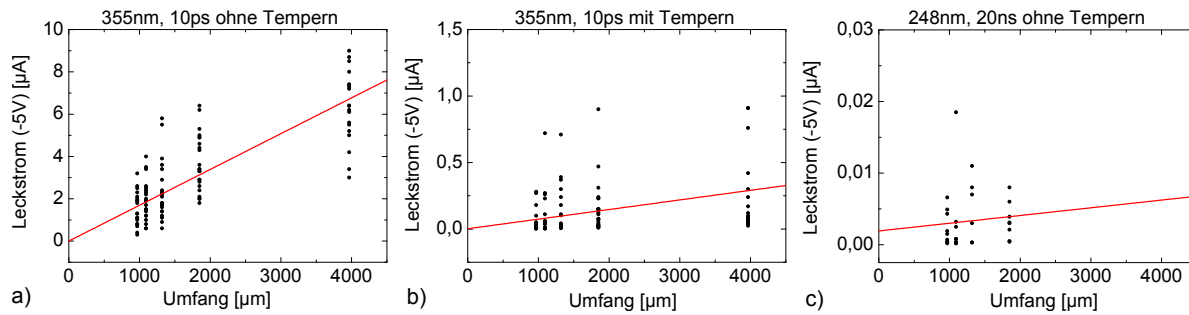
Abbildung 4.49 a zeigt I-U-Kennlinien der in Abbildung 4.48 a vorgestellten LEDs, nach der Reinigung mit Ammoniak und KOH. Eine Temperung wurde bei diesen mit der EWS bearbeiteten LEDs nicht durchgeführt, da sich wie in Abbildung 4.45 gezeigt kein weiterer Rückgang des Leckstroms ergibt. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, weisen alle LEDs nahezu die gleiche Charakteristik auf, mit Ausnahme der spiralförmigen LED, die nicht abgebildet ist. Diese zeigt aufgrund eines Überlapps des  $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$  großen Fokusbereiches der EWS mit dem p-Kontakt Kurzschlüsse an der Seitenkante des Isolationsgrabens, so dass diese LEDs nicht funktionsfähig waren. Durch die optimierten Wachstumsbedingungen fällt der Leckstrom durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur und damit der Gesamtleckstrom bei einer Spannung von -5 V um zwei Größenordnungen geringer aus, als bei den in Abschnitt 4.3.6 gezeigten LEDs, obwohl die Fläche lediglich um 17 % kleiner ausfällt, als bei den  $300 \times 300\ \mu\text{m}^2$  großen LEDs. Zusätzlich fällt auf, dass sich der Leckstrom nahezu unabhängig vom Umfang der LEDs verhält, so dass die Kennlinien bereits darauf hindeuten, dass der Leckstrom über die Seitenkante im Vergleich zu



**Abbildung 4.49:** I-U-Kennlinien der LEDs, die in Abbildung 4.48 a gezeigt sind und einen Isolationsgraben enthalten, der mit der EWS hergestellt wurde. b) Zugehörige P-I-Kennlinien, sowie das Emissionsspektrum bei einem Betriebsstrom von 20 mA. Die spiralförmige LED, die mit der EWS bearbeitet wurde zeigt Kurzschlüsse an der Seitenkante des Isolationsgrabens, weshalb diese nicht abgebildet ist.

dem Strom durch den p-n-Übergang sehr klein ist. Betrachtet man die zugehörigen P-I-Kennlinien in Abbildung 4.49 b, so zeigen diese ebenfalls eine Charakteristik, die sich über den gesamten Strombereich nahezu unabhängig von der Form der LED verhält. Das in Abbildung 4.49 b eingefügte Diagramm zeigt das Emissionsspektrum der LEDs bei einem Betriebsstrom von 20 mA. Die Emissionswellenlänge liegt bei 406 nm.

Zum Trennen des Leckstroms über die Seitenkante des Isolationsgrabens und des Leckstroms durch den p-n-Übergang, wurden zahlreiche LEDs untersucht, um statistische Schwankungen zwischen den einzelnen Bauteilen zu minimieren. Hierzu wurde der Leckstrom bei einer Spannung von -5 V gemessen und gegenüber dem Umfang des Isolationsgrabens aufgetragen. In Abbildung 4.50 sind die Ergebnisse von LEDs verglichen, die mit der L $\mu$ B, bzw. der EWS bearbeitet wurden. Wie zu erkennen ist, zeigen die Messdaten der einzelnen LEDs eine große Streuung. Vergleicht man die beiden Ergebnisse der ungetemperten LEDs (Abbildung 4.50 a und c) unter Beachtung der unterschiedlichen Skalierungen, so fällt auf, dass die absolute Streuung bei den LEDs, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurden, größer ist, als bei den LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden. Deshalb wird die Hauptursache für die große Variation des Leckstroms dem Strom über die Seitenkante zugeschrieben und nicht dem Strom durch den p-n-Übergang. Durch lineare Regression an die Messdaten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurden die Steigung und der Y-Achsenabschnitt bestimmt. Die Steigung gibt die Zunahme des Leckstroms mit zunehmendem Umfang an ( $I_{K_{ante}}$ ) und der Y-Achsenabschnitt den Leckstrom durch den p-n-Übergang ( $I_{p-n}$ ). Aufgrund der großen Streuung der Messdaten von LEDs, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurden, lieferte die lineare Regression unrealistisch hohe Werte für  $I_{p-n}$ . Hingegen war der Wert für  $I_{p-n}$  bei den LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden, konsistent mit den Leckströmen, die in Abbildung 4.49 a gezeigt sind ( $I_R(-5V) \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ ). Da der Leckstrom durch den p-n-Übergang



**Abbildung 4.50:** Leckstrom bei einer Spannung von -5 V als Funktion des Umfangs von LEDs, deren Isolationsgraben mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  ( $\lambda=355\text{ nm}$ ,  $\tau=10\text{ ps}$ ) (a, b) und der EWS ( $\lambda=248\text{ nm}$ ,  $\tau=20\text{ ns}$ ) hergestellt wurde (c). Durch lineare Regression an die Messdaten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurde die Steigung sowie der Y-Achsenabschnitt bestimmt. Durch Tempern der LEDs, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden (b), ist ein deutlicher Rückgang des Leckstroms über die Seitenkante des Isolationsgrabens zu beobachten.

nicht von der Methode der elektrischen Isolation abhängen sollte, wurde der Wert, der aus der linearen Regression der mit der EWS bearbeiteten LEDs erhalten wurde, als Y-Achsenabschnitt während der linearen Regression der LEDs verwendet, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden. Die Ergebnisse der Auswertung sind in Tabelle 4.2 gezeigt. Wie zu erkennen ist, zeigen die LEDs, die mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet wurden eine deutliche Zunahme des Leckstroms mit größerem Umfang. Vor dem Ausheilen der Defekte weisen diese LEDs eine Zunahme von  $(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}\text{ A/cm}$  auf (Abbildung 4.50 a). Nach dem Tempern ist ein deutlicher Rückgang auf  $(7,2 \pm 1,5) \cdot 10^{-7}\text{ A/cm}$  zu beobachten (Abbildung 4.50 b). Die LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden, zeigen eine Änderung von lediglich  $(1,1 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}\text{ A/cm}$ . Da in diesem Fall die spiralförmigen LEDs von der Analyse ausgeschlossen werden musste, ergibt sich ein großer relativer Fehler. Innerhalb dieses Fehlers ist keine Zunahme des Leckstroms mit zunehmender Länge der Seitenkante zu beobachten, selbst wenn keine Temperung der Bauteile erfolgt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass der Leckstrom der LEDs maßgeblich durch den Stromfluss durch den p-n-Übergang hervorgerufen wird.

Heutige hocheffiziente LEDs wie sie z.B. für die Allgemeinbeleuchtung verwendet werden, weisen typischerweise eine quadratische Chipfläche von  $1\text{ mm}^2$  auf [144]. Durch die quadratische Bauform nimmt der Leckstrom über die Seitenkante linear zu, während der Leckstrom durch den p-n-Übergang quadratisch ansteigt. Mit den in Tabelle 4.2 erhaltenen Werten folgt, dass bei den LEDs, die mit der LLO bearbeitet wurden, bereits bei einer Chipgröße oberhalb von  $0,0018\text{ mm}^2$  der Leckstrom durch den p-n-Übergang überwiegt. Bei den LEDs, die durch die  $\text{L}\mu\text{B}$  bearbeitet und getempert wurden ist dies erst bei einer Chipgröße oberhalb von  $7,7\text{ mm}^2$  der Fall. Allerdings erfordern größere Chipflächen auch verzweigtere Stromaufweitungsstrukturen, so dass der Umfang mit der Größe überlinear zunimmt und der Leckstrom über die Seitenkante erst bei einer größeren als der berechneten Fläche vernachlässigt werden kann. Weiterhin spielt bei der Betrachtung der Leckströme auch die Qualität der epitaktisch gewachsenen Schicht eine entscheidende Rolle, wie es der Vergleich der beiden LED-Wafer aus Abschnitt 4.3.6 und 4.3.7 gezeigt hat.

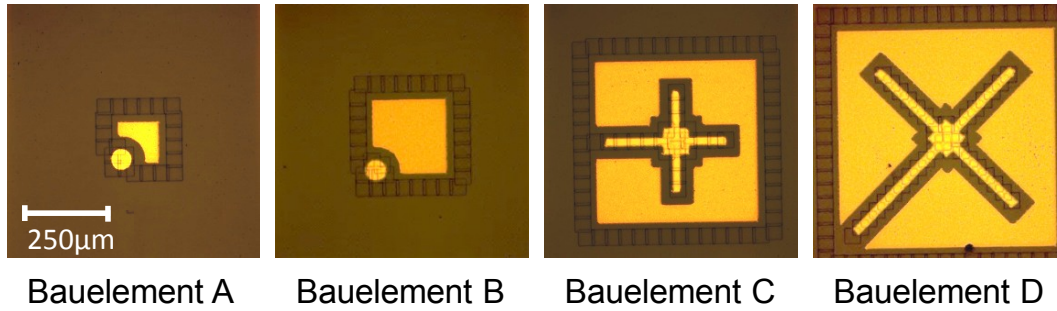
**Tabelle 4.2:** Aufspaltung des gesamten Leckstroms in den Teil, der über die Seitenkante des Isolationsgrabens fließt, sowie den Teil, der durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur fließt. Werte, die mit (\*) gekennzeichnet sind, entstanden aus der linearen Regression der LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden und wurden während der Regression konstant gehalten.

	355 nm, 10 ps ohne Tempern	355 nm, 10 ps mit Tempern	248 nm, 20 ns ohne Tempern
$J_{p-n}$ [A/cm <sup>2</sup> ]	$(2,6 \pm 3,6) \cdot 10^{-6}$ (*)	$(2,6 \pm 3,6) \cdot 10^{-6}$ (*)	$(2,6 \pm 3,6) \cdot 10^{-6}$
$J_{Kante}$ [A/cm]	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$	$(7,2 \pm 1,5) \cdot 10^{-7}$	$(1,1 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}$

Auch wenn keine detaillierte Untersuchung an LEDs durchgeführt wurde, die mit dem NLS ( $\lambda=355$  nm,  $\tau=20$  ns) bearbeitet wurden, kann davon ausgegangen werden, dass sich diese Bauteile ähnlich verhalten, wie LEDs, die mit der  $L\mu B$  bearbeitet wurden, da die im vorigen Abschnitt 4.3.6 diskutierten Untersuchungen ähnliche Ergebnisse der Leckströme, vor und nach dem Ausheilen der Defekte, lieferten.

#### 4.3.8 Charakterisierung von LEDs unterschiedlicher Größe

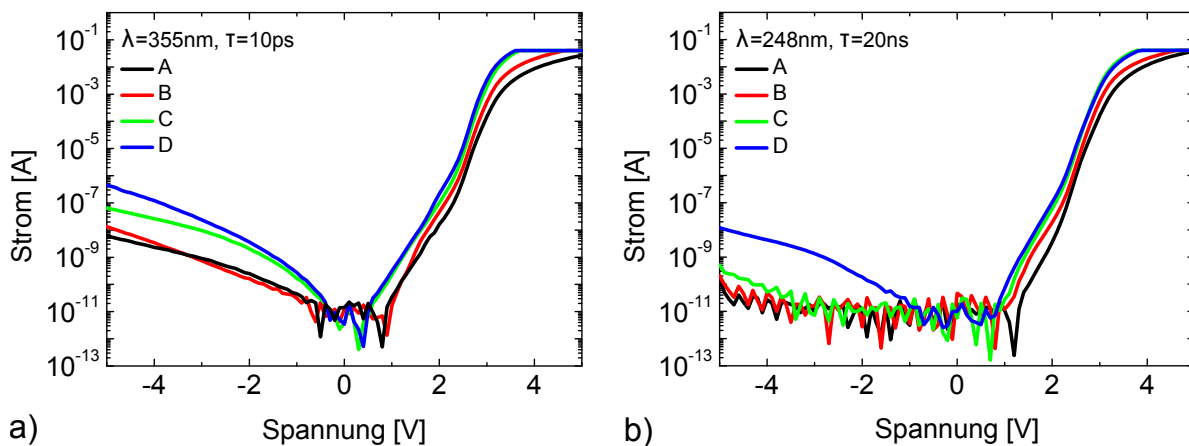
Neben den LEDs mit variierendem Umfang und konstanter Fläche, die auf der einen Waferhälfte hergestellt wurden, wurden auf der zweiten Hälfte weitere LEDs gefertigt, deren Bauformen eine optimierte Stromverteilung und einen geringeren p-n-Abstand aufweisen und daher auch kommerziell erhältlichen LEDs näher kommen. Dadurch können neben den Leckströmen weitere Größen wie Spannung in Vorwärtsrichtung, optische Ausgangsleistung oder externe Quanteneffizienz untersucht und miteinander verglichen werden. Hierzu wurde, wie bereits im vorigen Abschnitt, ein Waferviertel mit der  $L\mu B$  ( $\lambda=355$  nm,  $\tau=10$  ps, Strahlengang #2 aus Tabelle 2.3) bearbeitet, das andere mit der EWS ( $\lambda=248$  nm,  $\tau=20$  ns,  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  Fokusfeld). Die unterschiedlichen Bauformen, die auf diesen beiden Wafervierteln hergestellt wurden, sind in Abbildung 4.51 dargestellt. Die gezeigten LEDs enthalten bereits einen p-Kontakt (Ni/Au), einen n-Kontakt (Ti/Al/Ni/Au), sowie einen Isolationsgraben, der in dem gezeigten Fall mit der EWS erzeugt wurde. Die Fläche des aktiven Bereiches nimmt von links nach rechts wie folgt zu:  $0,009 \text{ mm}^2$ ,  $0,044 \text{ mm}^2$ ,  $0,142 \text{ mm}^2$ ,  $0,3 \text{ mm}^2$ . Diese Bauformen werden im Folgenden mit A, B, C und D bezeichnet. Bauelement A und B besitzen einen punktförmigen n-Kontakt, der seitlich des p-Kontakts angeordnet ist, Bauelement C und D besitzen dagegen einen kreuzförmigen n-Kontakt, der mittig innerhalb des p-Kontakts angeordnet ist und somit auch noch bei größeren aktiven Flächen eine gleichmäßige Stromverteilung ermöglicht. Der laterale Abstand zwischen dem Rand des freigelegten n-GaN und dem p-Kontakt bzw. dem n-Kontakt beträgt  $20 \mu\text{m}$ . Wie in Abbildung 4.51 zu erkennen ist, könnte dieser Abstand durch die hohe Justiergenauigkeit weiter reduziert werden. Die elektrische Kontaktierung der LEDs erfolgte wieder über Kontaktnadeln, die auf den p-



**Abbildung 4.51:** Mikroskopaufnahmen von LEDs unterschiedlicher Größe und Form, die einen p-Kontakt, einen Isolationsgraben und einen n-Kontakt auf freigelegtem n-GaN enthalten. Die Laserbearbeitung fand unter Verwendung der EWS statt.

und n-Kontakt aufgesetzt wurden. Die optische Ausgangsleistung wurde mithilfe einer Ulbrichtkugel durch das Saphirsubstrat gemessen.

Die bisherigen Untersuchungen konzentrierten sich maßgeblich auf die elektrischen Eigenschaften, insbesondere auf die Leckströme, die durch die Laserbearbeitung verursacht werden. In diesem Abschnitt soll neben den Leckströmen auch näher auf die elektrooptischen Eigenschaften einer LED eingegangen werden. Abbildung 4.52 a zeigt I-U-Kennlinien von LEDs der Bauformen A - D, deren Isolationsgräben mit der LµB hergestellt wurden. Vor der Charakterisierung fand eine Nachbehandlung mit Ammoniak, KOH, sowie eine Temperung statt, um Defekte durch die Laserbearbeitung auszuheilen. Betrachtet man die Vorwärtsspannung der unterschiedlichen LEDs bei einem konstanten Betriebsstrom, so ist zu erkennen, dass mit zunehmender Größe der aktiven Fläche die Spannung abnimmt. Dieser Effekt, der auch in der Literatur bekannt ist [145, 146, 147], ist darauf zurückzuführen, dass sich bei einer größeren Kontaktfläche der Kontaktwiderstand reduziert. Gleichzeitig verringert sich die Stromdichte, so dass sich der Kontaktwiderstand weniger



**Abbildung 4.52:** Vergleich der I-U-Kennlinien für LEDs, die eine unterschiedliche Größe des aktiven Bereichs aufweisen. Die in a) gezeigten Kennlinien stammen von LEDs, deren Isolationsgräben mit der LµB hergestellt wurde, die in b) gezeigten LEDs wurden mit der EWS bearbeitet.

**Tabelle 4.3:** Spannungen der LEDs, deren Kennlinien in Abbildung 4.52 gezeigt sind, bei einem Betriebsstrom von 20 mA.

Bauelement	A	B	C	D
Spannung L $\mu$ B (I=20 mA) [V]	4,7	4,0	3,4	3,3
Spannung EWS (I=20 mA) [V]	4,4	4,0	3,5	3,5

stark auswirkt, weshalb beide Effekte zu einem Absinken der Spannung führen. Der maximale Betriebsstrom wurde bei der Charakterisierung auf 40 mA begrenzt, um ein thermisches Aufheizen der LED und somit ein Absinken von  $\eta_{EQE}$  zu verhindern. Betrachtet man in Abbildung 4.52 b die I-U-Kennlinien der LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurde, so zeigt sich ein vergleichbares Ergebnis. Die Spannung in Vorwärtsrichtung nimmt ebenfalls mit zunehmender Größe der aktiven Fläche ab. Eine Übersicht der Spannungen bei einem Betriebsstrom von 20 mA ist in Tabelle 4.3 gegeben. Trotz der Verwendung der identischen LED-Heterostruktur und der gleichen Kontaktmetallisierung für die p- und n-Kontakte, ist im Rahmen der Schwankungen einzelner LEDs kein Unterschied in den Vorwärtsspannungen durch die unterschiedlichen Bearbeitungsarten bei gleicher LED-Größe feststellbar. Somit kann angenommen werden, dass die Wahl der Laserquelle zum Freilegen des n-GaN keine signifikanten Auswirkungen auf den n-Kontaktwiderstand hat.

Betrachtet man die Leckströme in Abbildung 4.52 a bei einer Spannung von -5 V, so ist ein Anstieg mit zunehmender LED-Größe zu erkennen, während die LEDs in Abbildung 4.52 b insgesamt einen geringeren Leckstrom zeigen und nur die LEDs der Bauform C und D einen Leckstrom aufweisen, der oberhalb des Rauschpegels des verwendeten Messgeräts liegt. Durch Ausmessen der Größe der aktiven Fläche, sowie der Länge des Isolationsgrabens kann mit Hilfe der Daten in Tabelle 4.2 der Leckstrom über die Seitenkante sowie durch den p-n-Übergang für jede LED-Form bestimmt werden. Die Ergebnisse für die LEDs, die mit der L $\mu$ B und der EWS bearbeitet wurden, sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Vergleicht man die beiden Arten von Leckströmen miteinander, so erkennt man trotz der großen Unsicherheiten, dass bei den LEDs, die durch die L $\mu$ B bearbeitet wurden, der Leckstrom über die Seitenkante im Vergleich zu dem Strom durch den p-n-Übergang bei allen Bauformen überwiegt. Zusätzlich ist eine Zunahme des Leckstroms über die Seitenkante mit zunehmender LED-Größe zu beobachten. Betrachtet man stattdessen die Ergebnisse der LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden, so erkennt man, dass die beiden Leckströme innerhalb der Unsicherheiten identisch sind. Im Fall der Leckströme über die Seitenkante ist eine geringe Tendenz zu größeren Strömen mit zunehmender LED-Größe zu beobachten, die innerhalb des Fehlers allerdings statistisch nicht signifikant ist.

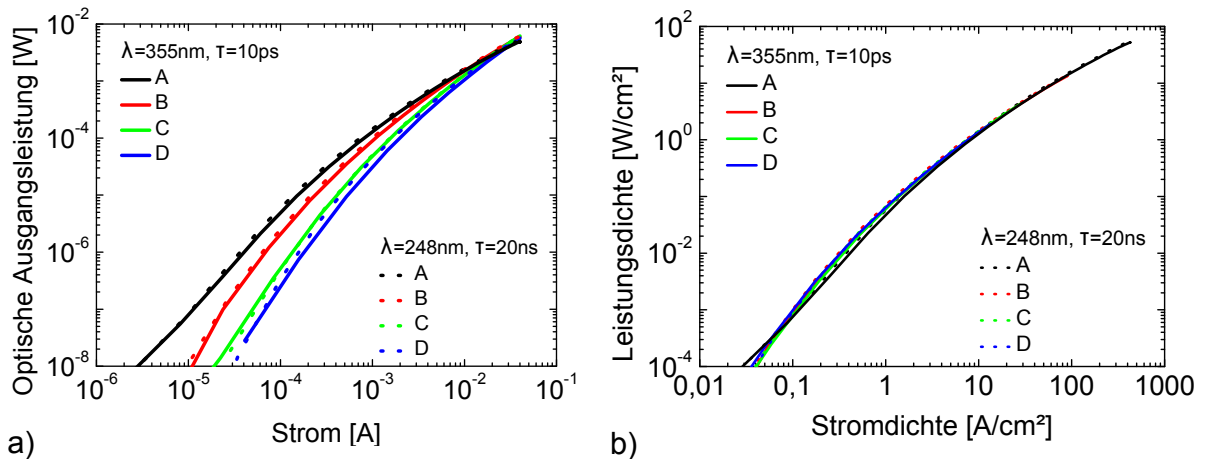
Tabelle 4.4 zeigt neben den bereits diskutierten zerlegten Leckströmen auch deren Summe, sowie die Gesamtleckströme, die aus der gemessenen Charakteristik in Abbildung 4.52

**Tabelle 4.4:** Berechnete Werte für die Leckströme über die Seitenkante des Isolationsgrabens, sowie durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur bei einer Spannung von -5 V. Weiterhin ist ein Vergleich der berechneten, sowie der gemessenen Gesamtleckströme gezeigt. Die LEDs weisen wie in Abbildung 4.51 dargestellt unterschiedliche Größen und Formen auf.

	Leckstrom Seitenkante [nA]	Leckstrom p-n-Übergang [nA]	Leckstrom gesamt [nA]	Leckstrom gemessen [nA]
355 nm, 10 ps				
A	42±36	0,2±0,3	42±36	6
B	61±53	1±2	62±53	13
C	288±246	4±5	292±246	65
D	388±332	8±11	396±332	450
248 nm, 20 ns				
A	1±1	0,2±0,3	1±1	≤0,2
B	1±2	1±2	2±3	≤0,2
C	4±8	4±5	8±9	1
D	6±11	8±11	14±16	12

gewonnen wurden. Aufgrund der großen Unsicherheiten gestaltet sich allerdings ein direkter Vergleich der beiden Leckströme schwierig. Die gemessenen Ströme liegen alle innerhalb der Unsicherheiten und befinden sich eher im unteren Bereich der berechneten Werte.

In Abbildung 4.53 a sind die P-I-Kennlinien aller 8 LEDs gezeigt. Im Vergleich zu den Leckströmen ist in den hier gezeigten Kennlinien innerhalb der Schwankungen einzelner LEDs kein Unterschied zwischen den beiden Bearbeitungsarten festzustellen. In Tabelle 4.5 ist die optische Ausgangsleistung bei einem Betriebsstrom von 40 mA für jede LED aufgelistet. Die Leistungen der LEDs mit der Bauform B - D weisen eine Ausgangsleistung von 5,7 - 6,1 mW auf. Dagegen zeigen die beiden LEDs mit der Bauform A eine geringere Leistung. Dies ist auf den bereits einsetzenden Rückgang der externen Quanteneffizienz bei hohen Stromdichten zurückzuführen. Im Vergleich zu den Ausgangsleistungen bei 40 mA zeigt sich eine deutlich stärkere Abhängigkeit der unterschiedlichen Bauformen bei kleinen Strömen. Mit zunehmender Größe der aktiven Fläche ist ein höherer Einsatzstrom notwendig, um Lichtemission zu beobachten. Bei einer idealen LED würde man einen linearen Anstieg der optischen Ausgangsleistung mit dem Betriebsstrom erwarten. Bei realen LEDs wird die interne Effizienz  $\eta_{int}$  bei kleinen Stromdichten allerdings maßgeblich durch die nichtstrahlende Defektrekombination dominiert. Erst bei größerer Stromdichte steigt  $\eta_{int}$  an, aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der strahlenden Rekombination im Vergleich zu der linearen Abhängigkeit der Defektrekombination. Da die Stromdichte bei Bauteilen mit größerer Fläche des aktiven Bereichs geringer ist, ist auch  $\eta_{int}$  und somit  $\eta_{EQE}$  reduziert, weshalb eine geringere optische Ausgangsleistung beobachtet wird. Trägt man stattdessen die optische Leistungsdichte als Funktion der Stromdichte jeder



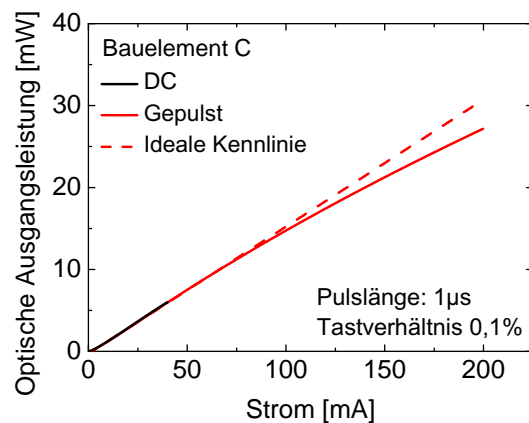
**Abbildung 4.53:** a) P-I-Kennlinie aller in Abbildung 4.52 gezeigten LEDs mit variierender Größe der aktiven Fläche. b) Zugehörige optische Leistungsdichte als Funktion der Stromdichte aller 8 LEDs.

LED auf, wie es in Abbildung 4.53 b gezeigt ist, so sind weder signifikante Unterschiede zwischen den Bearbeitungsarten, noch den LED-Größen zu beobachten. Alle 8 LEDs weisen eine nahezu identische Kennlinie auf, da es sich um Bauteile eines identischen Wafers handelt, und somit die Defektdichte im aktiven Bereich jeder LED vergleichbar ist.

Wird die Stromdichte durch den aktiven Bereich weiter gesteigert, um die Lichtleistung zu erhöhen, so trägt neben der thermischen Erwärmung des aktiven Bereichs auch die nichtstrahlende Augerrekombination dazu bei, dass die externe Quanteneffizienz absinkt. Während die thermischen Effekte durch eine bessere Entwärmung des aktiven Bereichs, wie z.B. die Flip-Chip Montage auf Wärmesenken mit hoher thermischer Leitfähigkeit reduziert werden können, kann die nichtstrahlende Augerrekombination durch Veränderungen im Heterostrukturdesign, wie z.B. durch Absenken der Ladungsträgerdichte durch dickere Quantentöpfe oder Mehrfachquantentöpfe verringert werden. Um thermische Effekte während der Charakterisierung auszuschließen, wurden gepulste Messungen bei einer Pulsdauer von  $1\ \mu\text{s}$  und einem Tastverhältnis von 0,1 % durchgeführt. Durch den kurzen Puls wird ein Aufheizen des aktiven Bereichs während des Pulses minimiert und durch das geringe Tastverhältnis wird die akkumulierte thermische Verlustleistung auf  $1/1000$  reduziert. In Abbildung 4.54 sind beispielhaft P-I-Kennlinien in linearer Darstellung von Bauelement C gezeigt, das mit der EWS bearbeitet wurde. Die schwarze Kurve zeigt

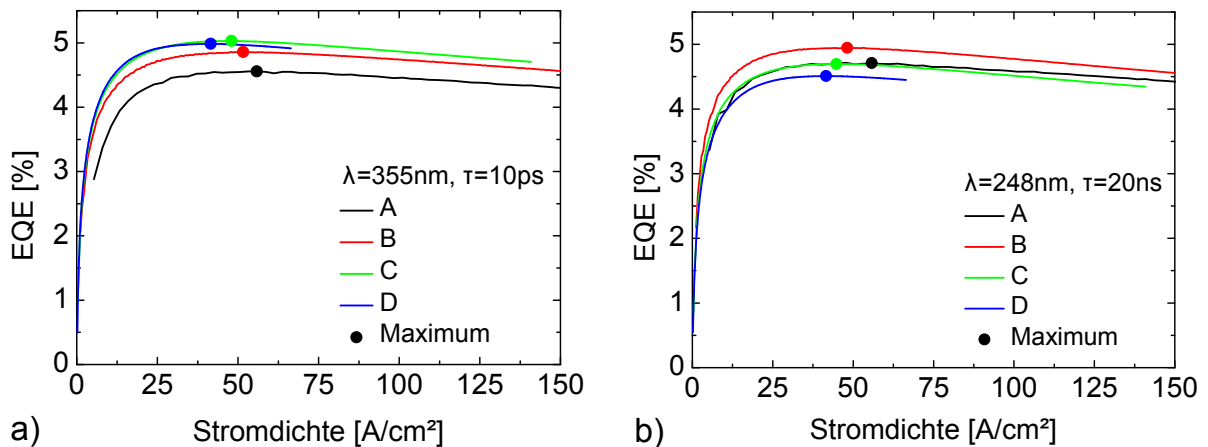
**Tabelle 4.5:** Optische Ausgangsleistung der in Abbildung 4.53 gezeigten LEDs bei einem Betriebsstrom von 40 mA

Bauelement	A	B	C	D
Ausgangsleistung $L_{\mu B}$ ( $I=40\ \text{mA}$ ) [mW]	5,0	5,7	6,1	5,7
Ausgangsleistung EWS ( $I=40\ \text{mA}$ ) [mW]	5,3	6,0	6,1	5,8



**Abbildung 4.54:** Optische Ausgangsleistung als Funktion des Stroms im DC Betrieb (schwarz) sowie im gepulsten Betrieb (rot) einer LED, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurde und die Bauform C aufweist. Die gestrichelte Linie stellt den Verlauf einer idealen Diode ohne Absinken der externen Quanteneffizienz bei hohen Stromdichten dar.

die LED im DC Betrieb und die rote durchgezogene Kurve im gepulsten Betrieb bis zu einem Strom von 200 mA. Um das Absinken der externen Quanteneffizienz bei hohen Stromdichten zu verdeutlichen, ist zusätzlich zu der realen Kennlinie eine ideale Kennlinie mit linearem Verlauf gezeigt (rote gestrichelte Linie). Das Absinken der Effizienz bei hohen Stromdichten wird als „nichtthermisches Überrollen“ oder „Efficiency Droop“ bezeichnet. Betrachtet man die externe Quanteneffizienz  $\eta_{EQE}$  als Funktion der Stromdichte  $j$ , die in Abbildung 4.55 für alle 8 LEDs gezeigt ist, dann wird deutlich, weshalb dieser Effekt als Überrollen bezeichnet wird. Wie bereits zuvor erwähnt, ist die externe Quanteneffizienz bei niedrigen Stromdichten gering, da die Defektrekombinationsrate dominiert. Mit zunehmender Stromdichte nimmt die strahlende Rekombinationsrate zu, bis schließlich bei hohen Stromdichten die nichtstrahlende Augerrekombinationsrate merklich die Effizienz mindert. Die Punkte in Abbildung 4.55 kennzeichnen die maximale externe Effizienz, die auch als „Droop-Maximum“ bezeichnet wird. Die maximale auf Waferlevel gemessene externe Quanteneffizienz der LEDs, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurden, variiert zwischen 4,6 % und 5,0 % und zwischen 4,5 % und 4,9 % für die LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden. Vergleicht man die Abhängigkeit der LED-Größe bei den beiden Bearbeitungsarten, so ist keine eindeutige Tendenz auszumachen. Vielmehr werden die Schwankungen der externen Quanteneffizienz auf Variationen zwischen einzelnen LEDs zurückgeführt, die einerseits durch eine inhomogen über den Wafer verteilte Defektdichte hervorgerufen werden, andererseits auch durch beschädigte und damit weniger reflektive Metallkontakte. Durch das Aufsetzen der Kontaktnadeln auf die lediglich 300 nm dicken und sehr weichen Goldkontakte ist eine Beschädigung nur schwer zu vermeiden. Betrachtet man die Stromdichte, bei der die maximale externe Quanteneffizienz erreicht wird, so liegen die Werte der LEDs die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurden zwischen 42,1 A/cm<sup>2</sup> und 55,8 A/cm<sup>2</sup>, sowie zwischen 41,5 A/cm<sup>2</sup> und 55,8 A/cm<sup>2</sup> für die LEDs, die mit der EWS bearbeitet wurden und sind somit in einem ähnlichen Stromdichtebereich. Im Fall der Stromdichte, bei

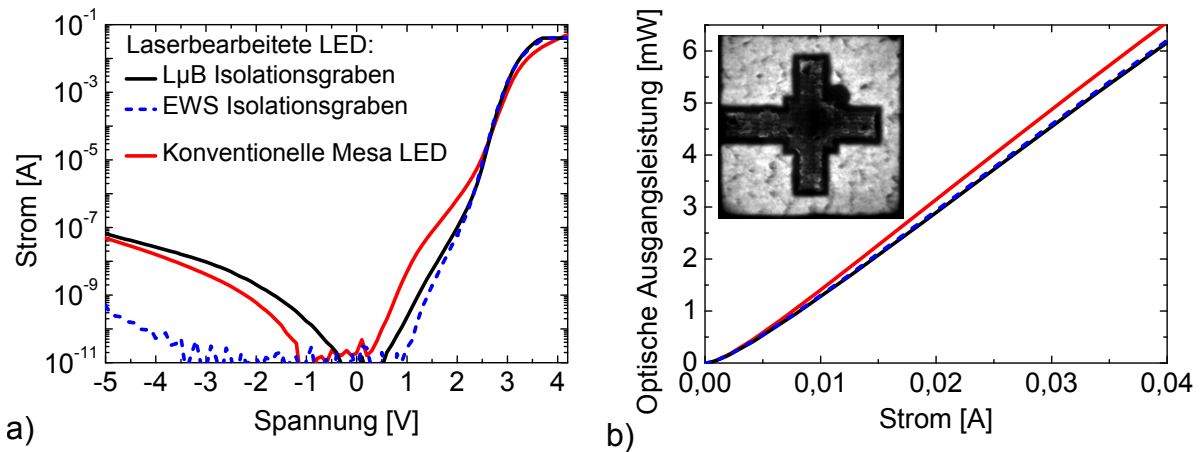


**Abbildung 4.55:** Externe Quanteneffizienz als Funktion der Stromdichte für vier LEDs unterschiedlicher Bauform (A-D), die a) mit der  $\mu\text{B}$  und b) mit der EWS bearbeitet wurden. Die Punkte markieren die maximale externe Quanteneffizienz.

der das Droop-Maximum auftritt, ist eine Abhängigkeit von der LED-Größe erkennbar. Bei beiden Bearbeitungsarten ist zu beobachten, dass das Droop-Maximum mit zunehmender Größe der aktiven Fläche bei geringeren Stromdichten auftritt. Dieser Effekt wird darauf zurückzuführen, dass trotz des gepulsten Betriebs eine Erwärmung des aktiven Bereichs während des  $1\ \mu\text{s}$  andauernden Strompulses nicht vollständig ausgeschlossen werden kann. Im Fall von GaN-basierten Laserdioden wurde gezeigt, dass ein Aufheizen des Kristallgitters mit einer Zeitkonstanten von  $0,4\ \mu\text{s}$  stattfindet [148]. Das bedeutet, dass zusätzlich zu dem nichtthermischen Überrollen bei hohen Stromdichten auch eine Erwärmung im aktiven Bereich zum Absinken von  $\eta_{EQE}$  beiträgt, wie es für unterschiedlich lange Strompulse bereits beobachtet wurde [149]. Im Fall von großen Leuchtdioden ist eine höhere Strom notwendig, um die gleiche Stromdichte zu erreichen, so dass insgesamt mehr Verlustwärme anfällt. Bei allen Bauelementen wird jedoch unabhängig von der Bearbeitungsmethode das erwartete Verhalten in den gepulsten Kennlinien beobachtet.

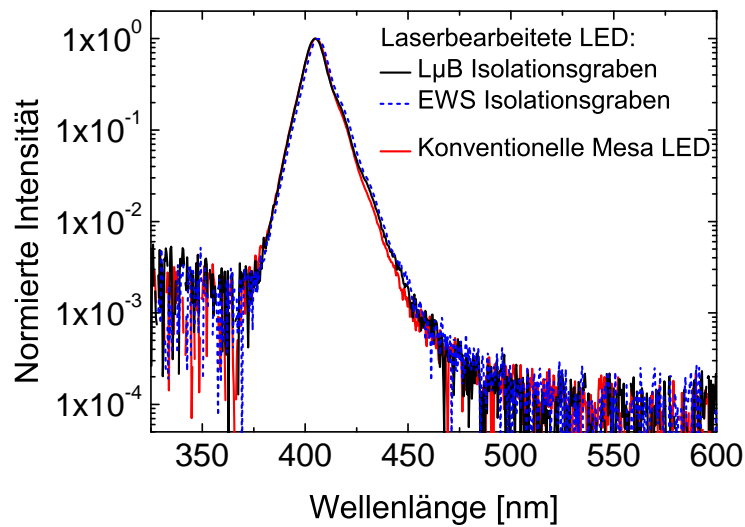
### 4.3.9 Vergleich zu konventionellen Mesa LEDs

Die in den letzten beiden Abschnitten durchgeführten Untersuchungen zu den Leckströmen über die Seitenkante und die Charakterisierung von Bauelementen unterschiedlicher Größe wurden an LEDs durchgeführt, die einen Ni/Au p-Kontakt enthielten, um die Kontaktwiderstände und somit die Spannungen in Vorwärtsrichtung zu senken. Im Gegensatz zu Ti/Ni p-Kontakten können die Gold-basierten Kontakte nicht gleichzeitig als Ätzmaske für die trockenchemische Herstellung von Referenz-LEDs verwendet werden, wie es in Abschnitt 4.3.6 gezeigt wurde. Somit war es nicht möglich, zusätzlich zu dem Vergleich der beiden laserbasierten Bearbeitungsarten eine konventionell hergestellte LED als Referenz zu untersuchen. Um dennoch, zusätzlich zu dem in Abschnitt 4.3.6 gezeigten Vergleich der Gesamtleckströme, weitere wichtige LED-Parameter wie Vorwärtsspannung und optische Ausgangsleistung mit konventionell hergestellten LEDs vergleichen zu kön-



**Abbildung 4.56:** Vergleich einer konventionell über lithographische und trockenchemische Ätzverfahren hergestellte LED, mit LEDs, die rein durch Laserbearbeitung hergestellt wurden. Der Isolationsgraben der ersten laserbearbeiteten LED wurde mit der L $\mu$ B erzeugt, der Graben der zweiten LED mit der EWS. a) I-U-Kennlinien aller drei LEDs, sowie b) die zugehörige P-I-Kennlinien. Das eingefügte Bild zeigt das Leuchtbild durch das Saphirsubstrat der LED, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurde.

nen, wurde auf Daten einer Mesa-LED zurückgegriffen, die klassisch mittels Lithographie und trockenchemischen Ätzen hergestellt wurden. Diese als Referenz dienende LED besaß die nominell identische LED-Heterostruktur mit nahezu identischer Emissionswellenlänge, hatte die gleiche Kontaktmetallisierung sowohl bei dem p- als auch n-Kontakt und wies eine identische Größe zu den Bauelementen C auf. Abbildung 4.56 a zeigt die I-U-Kennlinien der Referenz-LED sowie zwei laserbearbeiteten LEDs der Bauform C, die bereits in Abschnitt 4.3.8 diskutiert wurden. Die Referenz-LED weist einen Gesamtleckstrom bei -5 V von 47 nA auf und liegt somit in einem ähnlichen Bereich wie die LED, die mit der L $\mu$ B bearbeitet wurde. Da es sich nicht um den selben LED-Wafer handelt, ist anzunehmen, dass sich der Leckstrom durch den p-n-Übergang unterscheidet und weniger der Strom über die Seitenkante. Im Vergleich zu den beiden genannten LEDs zeigt die LED, die mit der EWS bearbeitet wurde lediglich einen Leckstrom von 1 nA, der wie in Abschnitt 4.3.7 gezeigt wurde, von dem Leckstrom durch den p-n-Übergang dominiert wird, obwohl es sich um eine auf geringe Leckströme optimierte LED-Heterostruktur handelt. Bei Strömen in Durchlassrichtung oberhalb von 10  $\mu$ A zeigen alle drei Kennlinien ein ähnliches Verhalten. Die mit der L $\mu$ B hergestellte LED weist eine Spannung bei 20 mA von 3,4 V auf, die mit der EWS hergestellte LED eine Spannung von 3,5 V. Im Vergleich hierzu liegt die Spannung der Referenz-LED bei 3,7 V, die im Rahmen der Variation zwischen einzelnen LEDs dennoch vergleichbar ist. Abbildung 4.56 b zeigt die P-I-Kennlinie aller drei LEDs in linearer Darstellung. Während die beiden laserbearbeiteten LEDs eine optische Ausgangsleistung von 6,1 mW bei 40 mA zeigen, weist die Referenz-LED eine etwas höhere Leistung von 6,5 mW auf. Gepulste Messungen bei hohen Stromdichten für den Vergleich der externen Quanteneffizienz standen nicht zur Verfügung. Das in Abbildung 4.56 b eingefügte Leuchtbild zeigt die Emission der mit der L $\mu$ B bearbeiteten LED durch



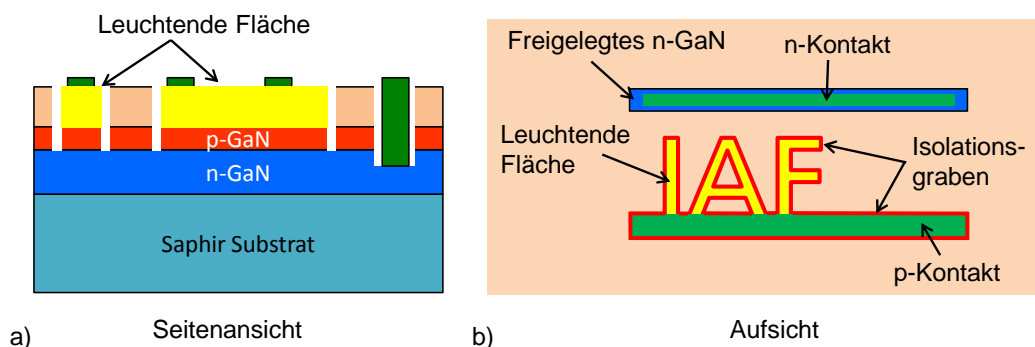
**Abbildung 4.57:** Vergleich der Elektrolumineszenzspektren der Referenz-LED sowie der beiden laserbearbeiteten LEDs bei einem Betriebsstrom von 20 mA.

das Saphirsubstrat bei einem Strom von 20 mA. Es ist eine homogene Emission über den gesamten aktiven Bereich zu beobachten, so dass keine nachteiligen Effekte durch die Laserbearbeitung ersichtlich sind. Die körnige Struktur der Emission wird durch die Morphologie der LED-Heterostruktur hervorgerufen und ist nicht auf die Laserbearbeitung zurückzuführen. Abbildung 4.57 zeigt die Elektrolumineszenzspektren der beiden laserbearbeiteten LEDs, sowie der Referenz-LED in halblogarithmischer Darstellung. Die Spektren wurden bei einem Betriebsstrom von 20 mA aufgenommen. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, weisen alle 3 LEDs nahezu das identische Emissionsspektrum auf. Es sind keinerlei Anzeichen für eine Defektlumineszenz durch Schädigung des aktiven Bereichs beobachtbar.

Trotz der leichten Unterschiede, die sich bei der elektrooptischen Charakterisierung ergaben, besonders im Fall des Leckstroms, lässt sich dennoch sagen, dass die laserbearbeiteten LEDs Charakteristiken zeigen, die vergleichbar mit der konventionell hergestellten Referenz-LED sind und somit in Bezug auf elektrische und optische Eigenschaften keine signifikanten Nachteile aufweisen.

### 4.3.10 LEDs beliebiger Form und Größe

Abschließend sollen noch einmal die Vorteile, die sich bei der Herstellung von LEDs durch direkte Laserbearbeitung ergeben, demonstriert werden. Da es sich bei den in dieser Arbeit gezeigten Verfahren zur Herstellung GaN-basierter LEDs um direkte Laserbearbeitungsverfahren (elektrische Isolationsgräben und mechanische Isolationsgräben) sowie indirekte Laserbearbeitungsverfahren (Schattenmasken für p- und n-Kontakte) handelt, weist dieser Herstellungsprozess eine hohe Flexibilität bezüglich der LED-Form und Größe auf. Die Lichtemission der bisher vorgestellten LEDs mit reflektivem p-Metallkontakt fand durch das Saphirsubstrat statt. In diesem Abschnitt wird auf frontseitig emittierende LEDs eingegangen, die eine transparente und leitfähige Elektrode zur Stromaufweitung benötigen. Bei dem in diesem Abschnitt gezeigten Herstellungsverfahren werden die in dieser Arbeit diskutierten Bearbeitungsschritte angewandt, allerdings wird die epitaktisch aufgewachsene LED-Heterostruktur im Anschluss an die Epitaxie um eine Schicht ergänzt. Eine schematische Seitenansicht ist in Abbildung 4.58 a gezeigt. Auf die p-GaN Schicht der LED-Heterostruktur wird eine transparente und leitfähige Indiumzinnoxid (ITO) Schicht vollflächig abgeschieden. Anschließend werden mit einer Schattenmaske streifenförmige p-Kontakte aufgebracht, wie es in Abbildung 4.58 b schematisch dargestellt ist. Danach werden ebenfalls streifenförmig, Teile des n-GaN freigelegt, sowie ein elektrischer Isolationsgraben erzeugt. Der Isolationsgraben durchtrennt dabei sowohl die ITO Schicht, als auch die GaN-Schichten einschließlich des aktiven Bereichs. Für die Herstellung des Isolationsgrabens wurde die L $\mu$ B unter Verwendung von Strahlengang #2 aus Tabelle 2.3 verwendet bei einer Fluenz von 1,69 J/cm<sup>2</sup>, einem Pulsabstand von 1  $\mu$ m und 4 Umläufen. Im Gegensatz zu den bisher hergestellten LEDs wurde der Isolationsgraben nicht im gesamten Bereich nahe dem p-Kontakt erzeugt, sondern teilweise in einem Abstand, wie es mit der roten Linie in Abbildung 4.58 b angedeutet ist. Die durch den Isolationsgraben umschlossene Fläche kann dabei beliebige geschlossene Formen annehmen. Als abschlie-



**Abbildung 4.58:** Methode zur schnellen Herstellung von Leuchtdioden mit beliebiger Form und Größe durch reine Laserbearbeitung. a) Schematische Seitenansicht der abgeschiedenen Indiumzinnoxid (ITO) Schicht, der p- und n-Kontakten, sowie den elektrischen Isolationsgräben durch die ITO Schicht und den aktiven Bereich. b) Zugehörige schematische Aufsicht mit einer LED in Form eines Logos.



**Abbildung 4.59:** Mikroskopaufnahme der Elektrolumineszenz einer LED, die durch Laserbearbeitung mit der L<sub>µ</sub>B hergestellt wurde. Die Emissionswellenlänge liegt bei 400 nm.

ßender Prozessschritt wird durch eine weitere Schattenmaske der n-Kontakt auf das freigelegte n-GaN abgeschieden. Wird jetzt eine Spannung an die beiden Metallkontakte angelegt, so kann der Strom nur in der Region durch den p-n-Übergang fließen, die von dem Isolationsgraben umgeben ist. Durch die transparente ITO Schicht wird die laterale Stromaufweitung auf der p-dotierten Seite der LED verbessert. Gleichzeitig findet auch eine Lichtemission durch die Oberseite statt, da der p-Metall Kontakt nicht den gesamten aktiven Bereich bedeckt. Abbildung 4.59 zeigt die Lumineszenz einer LED, die nach dieser Methode hergestellt wurde und eine Emissionswellenlänge von 400 nm besitzt. Der p-Kontakt ist dabei so angeordnet, so dass sowohl die Buchstaben „Fraunhofer“ und „IAF“, als auch das Logo bestromt werden. Das Logo wird dabei von der linken Seite bestromt. Die Emission, die in der Halbleiterschicht unter dem p-Kontakt auftritt, wird bei Betrachtung von der Oberseite durch den Metallkontakt abgeschattet. Dieses Beispiel zeigt die Flexibilität der in dieser Arbeit entwickelten Prozessschritte, wodurch es möglich wird, mit wenigen Prozessschritten LEDs kostengünstig in kundenspezifischer oder anwendungsorientierter Form auch in geringen Stückzahlen herzustellen.

### Zusammenfassung

Durch die Laserbearbeitung von GaInN-basierten LED-Heterostrukturen konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, LEDs ohne konventionelle Verfahren, die auf Lithographie und trockenchemischem Ätzen beruhen, herzustellen. Dabei wurden die fundamentalen Prozessschritte durch direkte und indirekte laserbasierte Verfahren demonstriert. Metallisierungen für p- und n-Kontakte wurden durch laserbearbeitete hochauflösende Schattenmasken abgeschieden, die es erlauben, mehrere Ebenen justiert zueinander abzuschneiden. Für die mechanische Trennung einzelner LEDs wurde ein selbststoppender Prozess angewendet, der einen präzisen und selektiven Abtrag der GaN-Heterostruktur bis auf das Saphirsubstrat erlaubt und dabei unempfindlich auf Schwankungen der Laserparameter ist. Die Herstellung eines elektrischen Isolationsgrabens zur Definition der bestromten bzw. leuchtenden Fläche einer LED erfordert dagegen eine definierte Tiefe in der LED-Heterostruktur, bei gleichzeitiger Vermeidung von Leckströmen an der freigelegten Kante des p-n-Übergangs. Hier zeigte sich, dass eine Laserwellenlänge von 355 nm

mit einer Pulsdauer von 10 ps weniger gut für diesen Prozessschritt geeignet ist. Durch das Ausbleichen der LED-Heterostruktur aufgrund des geringen spektralen Abstands zur Bandkante konnte eine Transmission durch den LED-Wafer von 24,5 % gemessen werden, so dass ein signifikanter Anteil der Strahlung Schädigung in der defektreichen Nukleations-schicht hervorruft, bis hin zur lokalen Delamination. Um dennoch einen Abtrag bis zu einer definierten Tiefe der LED-Heterostruktur zu erreichen ist ein kleiner Fokussdurchmesser ( $\omega_0=0,85 \mu\text{m}$ ) notwendig, um den Energieeintrag zu reduzieren. Um diesen Prozessschritt weiter zu optimieren, wurden andere Lasersysteme getestet. So zeigt sich, dass der Abtrag bis zu einer definierten Tiefe bei  $\lambda=355 \text{ nm}$  und  $\tau=20 \text{ ns}$  bzw.  $\lambda=248 \text{ nm}$  und  $\tau=20 \text{ ns}$  problemlos möglich ist. Im Fall der Bearbeitung bei einer Wellenlänge von 355 nm werden an der Seitenkante des Isolationsgraben Defekte hervorgerufen, die sich beim Betrieb in Sperrrichtung in einer spektral breiten Lumineszenz zeigen und einen erhöhten Leckstrom zur Folge haben. Durch Ausheilen der Defekte lässt sich der Leckstrom auf Werte senken, die vergleichbar mit Werten konventioneller Mesa-LEDs sind. Bei einer Laserbearbeitung mit  $\lambda=248 \text{ nm}$  und  $\tau=20 \text{ ns}$  zeigte sich, dass kein Temperschritt benötigt wird, da hier keine Defektlumineszenz und somit auch keine erhöhten Leckströme aufgrund der sehr geringen Eindringtiefe auftreten. Detaillierte Untersuchungen des Leckstroms an defektreduzierten LED-Heterostrukturen haben gezeigt, dass bei der Laserbearbeitung mit  $\lambda=355 \text{ nm}$  und  $\tau=10 \text{ ps}$  ein Leckstrom von  $7,2 \pm 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}$  über die Seitenkante fließend, während bei  $\lambda=248 \text{ nm}$  und  $\tau=20 \text{ ns}$  mit  $1,1 \pm 2,1 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}$  im Rahmen der Unsicherheiten kein Stromfluss feststellbar ist. Neben dem Leckstrom über die Seitenkante lassen sich jedoch keine weiteren signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Bearbeitungsarten feststellen, weder in der Vorwärtsspannung, noch der optischen Ausgangsleistung oder der externen Quanteneffizienz. Ein Vergleich mit einer konventionell hergestellten Referenz-LED zeigt, dass die Charakteristiken der laserbearbeiteten LEDs vergleichbar zu konventionell hergestellten LEDs sind.

## Kapitel 5

### Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit der Laser- $\mu$ -Bearbeitung von GaN-basierten Leuchtdioden mit ultrakurzen Laserpulsen. Bis vor einigen Jahren waren im industriellen Umfeld ausschließlich Lasersysteme zu finden, die entweder im Dauerstrichbetrieb oder im gepulsten Betrieb mit Pulslängen im Nanosekundenbereich arbeiteten. Durch die stetige Weiterentwicklung von Ultrakurzpulslasern sind seit einigen Jahren Lasersysteme verfügbar, die Pulse im Pikosekundenbereich emittieren und aufgrund ihrer hohen Pulsenergie, Repetitionsrate und Zuverlässigkeit eine rasante Verbreitung im industriellen Umfeld erfahren. Für die Materialbearbeitung ergeben sich prinzipiell zwei Vorteile. Zum einen findet eine geringere thermische Schädigung des zu bearbeitenden Materials statt, wodurch die Präzision gesteigert werden kann. Zum anderen ist es möglich, annähernd jedes Material, auch transparente Medien, durch nichtlineare Wechselwirkung aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung zu bearbeiten. Die Arbeit umfasste dabei die folgenden thematischen Schwerpunkte:

- Planung, Konstruktion, Aufbau und Inbetriebnahme einer Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage für die Materialbearbeitung an GaN-basierten Leuchtdioden mit sehr hoher Präzision.
- Entwicklung von Laserbearbeitungsverfahren an Saphirsubstraten, zum Funktionalisieren und Vereinzeln von GaN-basierter Leuchtdioden.
- Herstellung von GaN-basierten Leuchtdioden durch reine Laserbearbeitung, ohne die Verwendung konventioneller lithographischer und auf trockenchemischen Ätztechniken beruhender Verfahren, durch die Entwicklung geeigneter Laserbearbeitungsverfahren.

Der erste Teil der Arbeit umfasste die Planung und den Aufbau einer Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage. Da auf dem Markt keine Systeme verfügbar waren, die in Bezug auf Fokusgröße und Genauigkeit den Anforderungen entsprachen, wurde ein Anlage selbst aufgebaut. Dies umfasste die Auswahl der Komponenten, die Anfertigung technischer Zeichnungen, Simulationen zur Strahlformung, sowie den Aufbau und die Inbetriebnahme. Als Strahlquelle wurde ein Pikosekundenlaser verwendet, der Pulse mit einer Dauer von 10 ps emittiert, bei Wellenlängen von 355 nm, 532 nm und 1064 nm. Die Laserstrahlung wurde durch Fixoptiken bestehend aus asphärischen bzw. mehrfach Linsensystemen auf die Waferoberfläche fokussiert. Durch Raytracingsimulationen wurde die Strahlaufweitung der Fokusoptik angepasst, so dass sich ein nahezu beugungsbegrenzter Fokus ergab. Für die Materialbearbeitung standen Foki zwischen 1  $\mu$ m und 7  $\mu$ m zur Verfügung. Ein luftgelagertes Achssystem mit einer in Bezug auf die Fokusgröße angepassten Positionswiederholgenauigkeit von 200 nm erlaubte das präzise Schreiben von Konturen. Die

Anlage war zusätzlich mit Inspektionssystemen zur Justage vor der Bearbeitung, sowie der Inspektion nach der Bearbeitung ausgestattet. Mit Hilfe eines optischen Distanzmessensors konnte die Probenhöhe ermittelt werden und die Fokusposition angepasst werden. Zum Schutz vor Ablationsstaub, der im Fall von Laserbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen auch Nanopartikel enthält, wurde eine Absaugvorrichtung mit entsprechenden Filtern installiert. Alle Komponenten wurden auf einer Portalkonstruktion aus natürlichem Hartgestein montiert und von einem Laserschutzgehäuse umschlossen.

Da ca. 85 % aller weltweit hergestellten GaN-basierten Leuchtdioden auf Saphirsubstraten hergestellt werden, wurde ein Laserbearbeitungsverfahren weiterentwickelt, das es erlaubt, Mikrokanäle im Volumen von Saphir zu erzeugen, wodurch sich beispielsweise monolithische Flüssigkeitssensoren realisieren lassen, bestehend aus GaN-basierten LEDs bzw. Detektoren. Dieses Verfahren, das aus einem zweistufigen Prozess bestand, umfasste eine laserbasierte Phasenumwandlung im Volumen des Saphirs (kristallin  $\rightarrow$  amorph), sowie einem selektiven Ätzen der modifizierten Bereiche. Dieser Prozess, der in der Literatur bereits mit Femtosekundenpulsen demonstriert wurde, konnte zum ersten mal mit den zur Verfügung stehenden Pikosekundenpulsen erfolgreich demonstriert werden, trotz gegensätzlicher Aussagen, die fs-Pulse für unabdingbar hielten. Eine Untersuchung unterschiedlicher Ätzlösungen hat gezeigt, dass in Wasser gelöste HF am geeignetsten für das selektive Entfernen einer amorphen Phase war. Durch Optimieren des räumlichen Pulsabstandes, der Pulsenergie, sowie der Polarisationsrichtung, konnte die Länge der erzeugten Kanäle maximiert werden. Eine Mehrfachbestrahlung der identischen Bereiche reduzierte zusätzlich die Standardabweichung der Kanallänge von 29,5 % auf 2,2 %. Somit war es möglich, reproduzierbar Kanäle mit einer maximalen Länge von 2960  $\mu\text{m}$  und einem Aspektverhältnis von über 3200 zu erzeugen, die vergleichbar mit Kanälen waren, die mit Hilfe von fs-Lasern hergestellt wurden.

Die erzeugte amorphe Phase wurde nicht nur dazu verwendet, Saphir selektiv zu entfernen, sondern auch dazu Verspannungen gezielt in Saphir einzubringen und somit eine Sollbruchstelle für das Vereinzeln von LEDs zu bilden. Dieses sog. „Stealth Dicing“ wurde bereits bei Silizium angewendet, unter Verwendung thermischer Verspannungen im Volumen, während im Fall von Saphir die Volumenzunahme der amorphen bzw. polykristallinen Phase ausgenutzt wurde. Die erzeugten Verspannungen wurden anhand einer reduzierten Biegefestigkeit mit Hilfe eines 3-Punkt Biegeversuchs charakterisiert. Um eine minimale Biegefestigkeit zu erreichen, musste einerseits die Verspannung im Volumen maximiert werden, andererseits die Modifikation so weit wie möglich von der neutralen Faser abgewandt sein, ohne dabei Materialabtrag an der Oberfläche zu erzeugen. Durch die Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 355 nm unter der Oberfläche konnte die Biegefestigkeit des 100  $\mu\text{m}$  dicken Saphirs im Vergleich zu unbearbeitetem Saphir um 36 % gesenkt werden. Obwohl Saphir keine bevorzugte Spaltrichtung besitzt war es dadurch möglich, den Bruch an der so vordefinierten Stelle hervorzurufen.

Ein Großteil der vorliegenden Arbeit beschäftigte sich mit der Erarbeitung geeigneter Laserbearbeitungsverfahren zur Herstellung GaN-basierter LEDs, sowie der anschließenden

Charakterisierung der morphologischen, elektrischen und optischen Eigenschaften der bearbeiteten LEDs. Ziel war es, die fundamentalen Prozessschritte, die zur Herstellung einer GaN-basierten LED notwendig sind, durch reine Laserbearbeitung durchzuführen, ohne dabei konventionelle auf Lithographie und trockenchemischen Ätztechniken beruhende Verfahren anzuwenden. Dadurch ergibt sich eine größere Flexibilität bezüglich der Chip-Formen, eine einfacherer Prototypenentwicklung, sowie mögliche Kosten- und Zeiteinsparungen während der Produktion. Die notwendigen Prozessschritte umfassten dabei das strukturierte Aufdampfen von Metallschichten für p- und n-Kontakte, sowie das direkte Strukturieren der Halbleiterschichten zur Erzeugung mechanischer und elektrischer Isolationsgräben. Das strukturierte Aufbringen der Metallkontakte erfolgte über „indirekte“ laserbasierte Verfahren, durch die Herstellung von Schattenmasken, die während dem Aufdampfen der Kontakte den Wafer an den gewünschten Stellen bedeckten. Durch den geringeren thermischen Eintrag bei der Herstellung der Masken mit ps-Pulsen konnte die Kantenrauigkeit so weit gesenkt werden, dass Strukturen bis zu einer minimalen Größe von 10  $\mu\text{m}$  realisiert werden konnten, die mit ns-Pulsen nicht möglich waren. Für das strukturierte Aufbringen mehrerer Ebenen wurden zusätzlich Justierkreuze in die Schattenmaske eingearbeitet.

Im Gegensatz zu den Metallisierungen erfolgte die Herstellung von mechanischen Isolationsgräben durch direkte Laserablation der GaN Schichten. Hierzu wurden sämtliche epitaktisch gewachsenen Schichten bis auf das Saphirsubstrat abgetragen. Durch den großen Unterschied in der Ablationsschwelle zwischen GaN und Saphir sowohl bei Einzelbeschuss, als auch bei Beschuss mit vielen Laserpulsen konnte ein „selbststoppender“ Prozess entwickelt werden, der es erlaubt Gräben mit einem flachen Boden und nahezu senkrechten Seitenwänden herzustellen, der sich weiterhin unempfindlich auf Schwankungen der Pulsenergie oder der Fokusposition verhält.

Im Gegensatz dazu waren die Anforderungen, die an einen elektrischen Isolationsgraben gestellt wurden, deutlich höher. Zum einen konnte kein selbststoppender Prozess angewendet werden, zum anderen durfte sich nach dem Durchtrennen des aktiven Bereichs kein elektrischer Nebenschluss zwischen dem n-GaN und dem p-GaN ausbilden. Transmissionsexperimente haben gezeigt, dass bei einer Laserwellenlänge von 355 nm, die über der Bandkante von GaN liegt und einer Pulsdauer von 10 ps die gesamte LED-Heterostruktur transparent wird. Es konnte bei Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle eine Transmission von 24,5 % bestimmt werden, weshalb ein erheblicher Teil der Laserstrahlung mit der defektreichen Nukleationsschicht wechselwirkte, wodurch es zur lokalen Delamination der LED-Heterostruktur von dem Saphirsubstrat kam. Diese Delamination äußerte sich in makroskopischen Abplatzungen, weshalb ein definierter Tiefenabtrag nur durch Reduktion des Energieeintrags durch Minimieren des Fokusdurchmessers erreicht werden konnte. Ein Vergleich mit Lasersystemen, die Pulse bei  $\lambda=355$  nm und  $\lambda=248$  nm jeweils bei einer Pulsdauer von  $\tau=20$  ns emittierten, hat gezeigt, dass hier ein definierter Tiefenabtrag aufgrund der reduzierten Eindringtiefe problemlos möglich ist. Während der Laserbearbeitung von GaN kam es bei allen drei Lasersystemen zur Dekomposition des GaN, weshalb

metallische Galliumreste innerhalb des Isolationsgrabens verblieben und abhängig von dem verwendeten Lasersystem Nebenschlüsse bzw. Kurzschlüsse verursachten. Durch eine nasschemische Nachbehandlung konnten die Rückstände entfernt werden. Die Laserbearbeitung bei einer Wellenlänge von 355 nm hatte punktförmige Nebenschlüsse innerhalb des Isolationsgrabens zur Folge. Diese konnten im Rückwärtsbetrieb der Diode durch das Auftreten einer Defektlumineszenz visualisiert werden. Die Ursache wurde auf eine größere Eindringtiefe zurückgeführt, wodurch es zur Schädigung des aktiven Bereichs kam. Durch das Ausheilen der Defekte konnte die Lumineszenz eliminiert und der Leckstrom auf Werte gesenkt werden, die vergleichbar mit konventionell hergestellten LEDs waren. Eine Laserbearbeitung bei einer Wellenlänge von 248 nm führte auch ohne thermische Nachbehandlung zu Leckströmen, die mit konventionellen LEDs vergleichbar waren. Durch die Herstellung von LEDs mit konstanter Größe der aktiven Fläche aber variierendem Umfang konnte der Leckstrom der LEDs in seine beiden Bestandteile aufgespalten werden: Den Anteil, der über die Seitenkante des Isolationsgrabens floss, sowie den Teil, durch den p-n-Übergang der LED-Heterostruktur. Im Fall einer Laserbearbeitung bei  $\lambda=248$  nm und  $\tau=20$  ns konnte innerhalb der Unsicherheiten kein Stromfluss über die Seitenkante festgestellt werden, während sich bei der Bearbeitung mit Laserpulsen von  $\lambda=355$  nm und  $\tau=10$  ps ein messbarer Stromfluss über die Seitenkante ergab. Ein Vergleich weiterer wichtiger Größen, wie Spannung in Vorwärtsrichtung, optische Ausgangsleistung oder externe Quanteneffizienz hat gezeigt, dass sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den verwendeten Lasersystemen ergaben. Auch ein Vergleich mit einer konventionell hergestellten Referenz-LED zeigte keine signifikanten Unterschiede, weder in der Spannung, der optischen Ausgangsleistung, noch dem Emissionsspektrum. Im Fall der Laserbearbeitung bei einer Wellenlänge von 248 nm und  $\tau=20$  ns konnten somit keine nachteiligen Effekte beobachtet werden, während die Bearbeitung mit  $\lambda=355$  nm und  $\tau=10$  ps einen erhöhten Leckstrom zur Folge hatte.

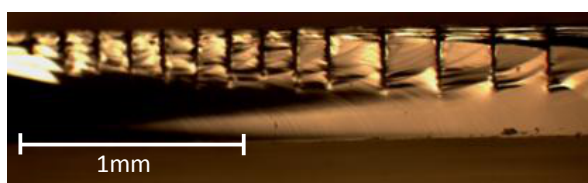
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte durch den erfolgreichen Aufbau einer Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage gezeigt werden, dass es möglich ist, GaN-basierte LEDs durch reine Laserbearbeitung herzustellen, ohne lithographische Prozessschritte anzuwenden. Im Gegensatz zu vielen anderen Materialien zeigte die Bearbeitung von GaN mit Pikosekundenpulsen bei einer Wellenlänge von 355 nm nachteilige Effekte, so dass in diesem Fall konventionelle Lasersysteme mit Pulsen im ns-Bereich zu bevorzugen sind. Durch die laserbasierte direkte Strukturierung des aktiven Bereichs eröffnen sich neue Möglichkeiten bei der Herstellung GaN-basierter LEDs. So lässt sich einerseits durch den Verzicht lithographischer Masken die Form des aktiven Bereichs frei gestalten, so dass kundenspezifische bzw. anwendungsorientierte Chip-Formen kostengünstig und in geringen Stückzahlen realisiert werden können. Andererseits lassen sich in der konventionellen Chipfertigung einzelne Fertigungsschritte durch Laserbearbeitungsprozesse ersetzen, so dass sowohl Kosten als auch Zeit eingespart werden können, wie es in der Solarindustrie bereits vorgemacht wird. Es wird sicherlich spannend werden, wie sich die LED, die als Leuchtmittel der Zukunft gilt, weiterhin entwickeln wird.

## Anhang A

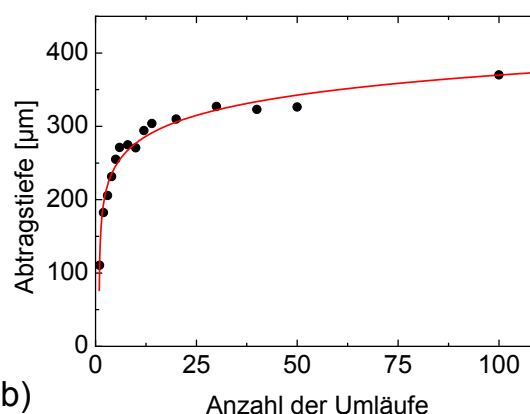
### Sättigung der Abtragsrate

Bei der Erzeugung von schmalen Löchern oder Gräben durch den wiederholten Beschuss der identischen Stelle mit konstanter Fluenz nimmt mit zunehmender Tiefe die Abtragsrate ab. Hierzu wird in der Regel der Fokus konstant auf der Oberfläche gehalten. Durch Reflektion der Laserstrahlung an den Seitenwänden wird das Licht auf den Boden des Lochs oder Grabens geführt. Aufgrund des streifenden Einfalls der Strahlung an der Seitenwand, reduziert sich die Fluenz in der Regel so weit, dass dort kein Abtrag stattfindet. Erst beim Auftreffen der Strahlung auf den Boden konzentriert sich die Strahlung, so dass die Ablationsschwelle überschritten und Material entfernt wird. Mit zunehmender Tiefe steigt die Anzahl an Reflektionen, wodurch die Pulsenergie, die den Boden erreicht reduziert wird. Ab einer bestimmten Tiefe reicht die Pulsenergie nicht mehr aus, um die Ablationsschwelle zu überschreiten, so dass die Loch- bzw. Grabentiefe konstant bleibt. Zusätzlich zu dem Energieverlust wird bei tiefen Löchern der Materialabtrag nicht mehr vollständig aus dem Loch geschleudert, sondern teilweise an den Seitenwänden angelagert, so dass der folgende Laserpuls auf die Materie des vorherigen Pulses trifft.

Um die Sättigung der Abtragsrate mit zunehmender Tiefe zu demonstrieren, wurden Gräben in einen 550  $\mu\text{m}$  dicken Silizium Wafer geschnitten. Im Anschluss an die Bearbeitung wurde der Siliziumwafer quer zu den Gräben gebrochen, so dass der Querschnitt ausgemessen werden konnte. Eine direkte Tiefenbestimmung, beispielsweise durch Weißlichtinterferometrie, war bei Löchern oder Gräben von einigen 10 - 100  $\mu\text{m}$  aufgrund des großen Aspektverhältnisses nicht mehr möglich. Zur Bearbeitung der Gräben wurde eine Fluenz von 98  $\text{J}/\text{cm}^2$  verwendet, die der maximal möglichen Pulsenergie der  $\text{L}\mu\text{B}$  bei



a)



b)

**Abbildung A.1:** a) Seitenansicht auf die Bruchkante eines 550  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumwafers zum Ausmessen der Tiefe der durch Laserbearbeitung mit der  $\text{L}\mu\text{B}$  erzeugten Gräben. b) Tiefe der Gräben als Funktion der Anzahl der Umläufe. Die Bearbeitung fand bei einer Fluenz von 98  $\text{J}/\text{cm}^2$  statt. Die rote Kurve verdeutlicht die Sättigung, die mit zunehmender Tiefe auftritt.

einer Wellenlänge von 355 nm unter Verwendung von Strahlengang #3 entspricht. Der Pulsabstand wurde auf 100 nm gesetzt und der Fokus konstant an der Oberfläche gehalten. Abbildung A.1 a zeigt die Spaltkante des Siliziumwafers mit den Querschnitten der Gräben. Von links nach rechts wurde die Anzahl der Umläufe gesteigert. Abbildung A.1 b zeigt die gemessene Tiefe in Abhängigkeit der Umläufe, wobei die rote Kurve den Verlauf verdeutlicht. Die Zunahme der Grabentiefe reduziert sich mit zunehmender Anzahl an Umläufen und geht bei Werten von über 100 Umläufen in Sättigung. Der 550 µm dicke Wafer konnte auch mit 300 Umläufen nicht durchtrennt werden, da die maximal erreichbare Tiefe, durch die maximal zur Verfügung stehende Pulsenergie vorgegeben wurde. Um Material dieser Dicke dennoch zu durchtrennen, können entweder viele parallele Schnitte nebeneinander gesetzt werden, so dass ein breiter Graben entsteht. Bei einem breiten Graben kann mit zunehmender Tiefe der Fokus nachgefahren werden, ohne dass es zu Abschattungen kommt. Eine weitere Möglichkeit zum Durchtrennen dicker Materialien besteht in der Steigerung der Pulsenergie, indem entweder auf eine Wellenlänge von 532 nm oder 1064 nm zurückgegriffen wird.

## Anhang B

### Linsenkombinationen für 532 nm und 1064 nm

Neben den in dieser Arbeit verwendeten Strahlengängen bei einer Wellenlänge von 355 nm wurden weitere Linsenkombinationen für eine Wellenlänge von 532 nm und 1064 nm mit dem Simulationsprogramm ZEMAX berechnet. Hierzu wurde zuerst der ideale Radius beim Eintritt in die Fokulinse mit einer variablen Strahlaufweitung berechnet, so dass die resultierende Strahltaile gerade noch beugungsbegrenzt ist. Anschließend wurde versucht durch Einfügen von realen Linsen der idealen Strahlaufweitung so nahe wie möglich zu kommen. Die Ergebnisse der Berechnungen für eine Laserwellenlänge von 532 nm sind in Tabelle B.1 dargestellt, die Ergebnisse für 1064 nm in Tabelle B.2.

**Tabelle B.1:** Kombinationen aus Fokulinse und zugehöriger Strahlaufweitung für eine Laserwellenlänge von 532 nm. Neben den Radien der Foki bei einer idealen Strahlaufweitung sind die simulierten Radien bei der verwendeten Strahlaufweitung gezeigt.

$\lambda = 532 \text{ nm}$	#5	#6
Fokulinse	Asphericon A25-20HPX-U-A	Asphericon A18-15HPX-U-A
Brennweite	20 mm	15 mm
Idealer Radius Eintrittsstrahl	4,6 mm	3,8 mm
Radius Fokus/Airy	1,35 $\mu\text{m}$ /1,39 $\mu\text{m}$	1,23 $\mu\text{m}$ /1,25 $\mu\text{m}$
Verwendete	Thorlabs	Thorlabs
Strahlaufweitung	LC1060-A/LBF254-200-A	LC1060-A/LBF254-150-A
Radius Eintrittsstrahl	4,92 mm	3,96 mm
Radius Fokus/Airy	1,92 $\mu\text{m}$ /1,31 $\mu\text{m}$	1,56 $\mu\text{m}$ /1,21 $\mu\text{m}$

**Tabelle B.2:** Kombinationen aus Fokulinse und zugehöriger Strahlaufweitung für eine Laserwellenlänge von 1064 nm.

$\lambda = 1064 \text{ nm}$	#7	#8
Fokulinse	Asphericon A25-20HPX-U-C	Asphericon A18-15HPX-U-C
Brennweite	20 mm	15 mm
Idealer Radius Eintrittsstrahl	6,4 mm	5,55 mm
Radius Fokus/Airy	2,0 $\mu\text{m}$ /2,07 $\mu\text{m}$	1,74 $\mu\text{m}$ /1,79 $\mu\text{m}$
Verwendete	Thorlabs	Thorlabs
Strahlaufweitung	LC1054-C/LBF254-200-C	LC1060-C/LBF254-200-C
Radius Eintrittsstrahl	6,42 mm	5,65 mm
Radius Fokus/Airy	0,51 $\mu\text{m}$ /2,06 $\mu\text{m}$	1,37 $\mu\text{m}$ /1,76 $\mu\text{m}$



## Anhang C

### Abkürzungen und Symbole

#### C.1 Abkürzungen

<i>Al</i> .....	Aluminium
<i>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></i> .....	Saphir
<i>AlAs</i> .....	Aluminiumarsenid
<i>AlGaN</i> .....	Aluminiumgalliumnitrid
<i>Au</i> .....	Gold
<i>BNC</i> .....	Koaxialstecker-Bauform, engl.: Bayonet Neill Concelman
<i>CCD</i> .....	Lichtempfindliche elektronische Bauelemente, engl.: charge-coupled device
<i>CRI</i> .....	Farbwiedergabeindex, engl.: colour rendering index
<i>CW</i> .....	Dauerstrichbetrieb, engl.: continuous wave
<i>DC</i> .....	Gleichspannung (engl. direct current)
<i>DIK</i> .....	Differentialinterferenzkontrast
<i>EOM</i> .....	Elektro-optischer Modulator
<i>ESD</i> .....	Elektrostatische Entladung, engl.: electrostatic discharge
<i>EWS</i> .....	Excimer Workstation, $\lambda=248$ nm, $\tau=20$ ns
<i>fs</i> .....	Femtosekunde
<i>FWHM</i> .....	Halbwertsbreite, engl.: full width at half maximum
<i>GaAs</i> .....	Galliumarsenid
<i>GaInN</i> .....	Galliumindiumnitrid
<i>GaN</i> .....	Galliumnitrid
<i>GaP</i> .....	Galliumphosphid
<i>H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub></i> .....	Schwefelsäure
<i>H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub></i> .....	Phosphorsäure
<i>HF</i> .....	Flurwasserstoff
<i>ITO</i> .....	Indiumzinnoxid
<i>KOH</i> .....	Kaliumhydroxid
<i>KrF</i> .....	Kryptonfluorid
<i>L<math>\mu</math>B</i> .....	Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage, $\lambda=355$ nm, $\tau=10$ ps
<i>LED</i> .....	Lichtemittierende Diode
<i>LIPSS</i> .....	Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen, engl.: laser-induced periodic surface structures
<i>n – GaN</i> .....	Negativ dotiertes GaN
<i>Nd : YVO<sub>4</sub></i> .....	Neodym-dotierter Yttrium-Orthovanadat-Laserkristall
<i>Ni</i> .....	Nickel

<i>NLS</i> .....	Nanosekunden-Lasersystem, $\lambda=355$ nm, $\tau=20$ ns
<i>ns</i> .....	Nanosekunde
<i>p – GaN</i> .....	Positiv dotiertes GaN
<i>ps</i> .....	Pikosekunde
<i>PSF</i> .....	Punktspreizfunktion
<i>PSO</i> .....	Positionssynchroner Ausgang, engl.: position synchronized output
<i>REM</i> .....	Rasterelektronenmikroskop
<i>Si</i> .....	Silizium
<i>TEM</i> .....	Transmissionselektronenmikroskop
<i>Ti</i> .....	Titan
<i>TLM</i> .....	Transferlängen-Methode
<i>TTL</i> .....	Transistor-Transistor-Logik
<i>UV</i> .....	Ultraviolett

## C.2 Symbole

$\alpha$ .....	Absorptionskoeffizient
$\alpha_1, \alpha_2$ .....	Einfalls- und Reflektionswinkel
$\Delta\nu$ .....	Bandbreite der Laseremission
$\Delta\nu_{q,q+1}$ .....	Frequenzabstand
$\Delta\tau_p$ .....	Zeitliche Breite eines Pulses
$\delta m\nu$ .....	Frequenzabstand der Seitenbänder
$\Delta Y$ .....	Strecke, um die der Waferchuck in Y-Richtung verfahren wird
$\delta Y$ .....	Abstand zwischen zwei Einschüssen in Y-Richtung
$\Delta Z$ .....	Strecke, um die die Fokusslinse verfahren wird
$\Delta Z$ .....	Änderung der effektiven Fokusslänge bei Fokussierung in ein optisch dichteres Medium
$\delta Z$ .....	Änderung der Fokusposition zwischen zwei Einschüssen
$\delta$ .....	Auslenkung
$\epsilon_0$ .....	Dielektrizitätszahl
$\eta_{EQE}$ .....	Externe Quanteneffizienz
$\eta_{extr}$ .....	Extraktionseffizienz
$\eta_{inj}$ .....	Injektionseffizienz
$\eta_{int}$ .....	Interne Quanteneffizienz
$\hbar$ .....	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
$\kappa_e, \kappa_l$ .....	Wärmeleitfähigkeit der Elektronen bzw. des Gitters
$\lambda$ .....	Wellenlänge
$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$ .....	Abstand einzelner Riffel zueinander
$\nu$ .....	Frequenz
$\nu_0$ .....	Zentrale Mode
$\omega$ .....	Radius des Laserstrahls, Kreisfrequenz

$\omega_0$ .....	Radius der Strahltaile
$\omega_L$ .....	Radius des Laserstrahls beim Eintritt in die Fokulinse
$\omega_p$ .....	Plasmafrequenz
$\phi_{phot}$ .....	Photonenfluss
$\sigma_{b,max}$ .....	Biegefestigkeit
$\tau$ .....	Pulsdauer
$\tau_e$ .....	Thermalisierungszeit für Elektronen
$\tau_p$ .....	Zeitlicher Abstand zweier Pulse
$\tau_{e-ph}$ .....	Zeitkonstante der Elektron-Phonon Wechselwirkung
$\tau_{ph-ph}$ .....	Zeitkonstante der Phonon-Phonon Wechselwirkung
$\Theta$ .....	Divergenzwinkel des Laserstrahls
$\ominus$ .....	Rotationsachse des Achssystems
$\varphi$ .....	Phasendifferenz
$A$ .....	Koeffizient der Defektrekombinationsrate pro Volumeneinheit
$A(t)$ .....	Amplitude des elektrischen Feldes
$B$ .....	Koeffizient der strahlenden Rekombinationsrate pro Volumeneinheit
$b$ .....	Breite der Probe
$C$ .....	Koeffizient der augerähnlichen Rekombinationsrate pro Volumeneinheit
$c$ .....	Lichtgeschwindigkeit
$C_e, C_l$ .....	Wärmekapazität von Elektronen bzw. des Gitters
$D$ .....	Blendendurchmesser
$d$ .....	Abstand der Strahltaile von der Fokulinse
$d$ .....	Eindringtiefe, bei der die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist
$d_{Strukt}$ .....	Größe von Strukturen auf der Oberfläche
$E$ .....	Pulsenergie, Elastizitätsmodul
$e$ .....	Elementarladung
$E(t)$ .....	Elektrischen Feldes
$E_g$ .....	Bandlückenenergie
$E_{phot}$ .....	Photonenenergie
$F$ .....	Fluenz (Energie pro Fläche), Kraft
$f$ .....	Brennweite
$F_0$ .....	Maximale Fluenz
$F_1$ .....	Ablationsschwelle bei Beschuss mit einem Laserpuls
$f_1$ .....	Scheinbare Tiefe des Fokus bei Fokussierung in ein optisch dichteres Medium
$f_2$ .....	Tatsächliche Tiefe des Fokus bei Fokussierung in ein optisch dichteres Medium
$F_\infty$ .....	Ablationsschwelle bei Beschuss mit unendlich vielen Laserpulsen
$F_{max}$ .....	Maximale Kraft
$g_{e-ph}$ .....	Kopplungskonstante zwischen Elektronen und Phononen

$h$ .....	Höhe der Probe
$h$ .....	Plancksches Wirkungsquantum
$I$ .....	Strom
$I, I_0$ .....	Intensität
$I_0$ .....	Maximale Intensität
$I_R$ .....	Strom in Sperrrichtung
$I_{Kante}$ .....	Leckstrom über die Mesa Seitenkante
$I_{p-n}$ .....	Flächenleckstrom
$k$ .....	Empirischer Faktor
$L$ .....	Resonatorlänge, Länge zwischen zwei Auflager
$M^2$ .....	Beugungsmaßzahl
$m_e$ .....	Elektronenmasse
$n$ .....	Brechungsindex
$n$ .....	Ladungsträgerdichte
$n_2$ .....	Nichtlinearer Brechungsindex
$N_e$ .....	Elektronendichte
$P$ .....	Optische Ausgangsleistung einer LED
$P_{avg}$ .....	Mittlere Ausgangsleistung
$P_{crit}$ .....	Kritische Leistung, ab der Selbstfokussierung auftritt
$P_{el}$ .....	Elektrisch injizierte Leistung
$P_{max}$ .....	Pulsspitzenleistung
$P_{opt}$ .....	Optisch emittierte Leistung
$Q(x, t)$ .....	Wärmeeintrag durch die Absorption der Pulsenergie
$R$ .....	Reflektion
$R$ .....	Widerstand
$r$ .....	Radius
$R_{aug}$ .....	Augerähnliche Rekombinationsrate pro Volumeneinheit
$R_{def}$ .....	Defektrekombinationsrate pro Volumeneinheit
$R_{rad}$ .....	Strahlende Rekombinationsrate pro Volumeneinheit
$R_{rep}$ .....	Repetitionsrate des Lasers
$s, p$ .....	Polarisationsrichtung (s=senkrecht zu Einfallsebene, p=parallel zu Einfallsebene)
$T$ .....	Transmission
$t$ .....	Zeit
$T_e$ .....	Elektronentemperatur
$T_l$ .....	Gittertemperatur
$U$ .....	Spannung
$v$ .....	Verfahrgeschwindigkeit des Achssystems
$W_0$ .....	Radius der Strahltaile bei realen Laserstrahlen
$X, Y$ .....	Linearachsen zur lateralen Positionierung des Waferchucks

---

$z$ .....	Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls, Eindringtiefe der Laserstrahlung
$z(r)$ .....	Form der asphärischen Fläche
$z_0$ .....	Axiale Position der Strahltaile
$Z_a, Z_b$ .....	Linearachsen zur vertikalen Kontrolle des Fokus
$z_R$ .....	Rayleighlänge



## Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich*, 18:47–62, 1916.
- [2] T. Maiman. Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. *Physical Review Letters*, 4(11):564–566, June 1960.
- [3] William I. Linlor. Ion Energies Produced by Laser Giant Pulse. *Applied Physics Letters*, 3(11):210, 1963.
- [4] J. F. Ready. Development of Plume of Material Vaporized by Giant-Pulse Laser. *Applied Physics Letters*, 3(1):11, 1963.
- [5] Fritz Kurt Kneubühl and Markus Werner Sigrist. *Laser*. Vieweg+Teubner, 7. edition, 2008.
- [6] P. Schlotter, R. Schmidt, and J. Schneider. Luminescence conversion of blue light emitting diodes. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 418:417–418, 1997.
- [7] S. T. Tan, X. W. Sun, H. V. Demir, and S. P. DenBaars. Advances in the LED Materials and Architectures for Energy-Saving Solid-State Lighting Toward "Lighting Revolution". *IEEE Photonics Journal*, 4(2):613–619, April 2012.
- [8] Gerhard Heise, Matthias Domke, Jan Konrad, Florian Pavic, Matthias Schmidt, Helmut Vogt, Andreas Heiss, Jörg Palm, and Heinz P. Huber. Monolithical Serial Interconnects of Large CIS Solar Cells with Picosecond Laser Pulses. *Physics Procedia*, 12:149–155, January 2011.
- [9] Paulius Gečys, Gediminas Račiukaitis, Eimantas Miltenis, Alexander Braun, and Steffen Ragnow. Scribing of Thin-film Solar Cells with Picosecond Laser Pulses. *Physics Procedia*, 12:141–148, January 2011.
- [10] S. B. Phatak, Rubicon Technology, Sapphire Substrates Roadmap, Juni 2009 (Zugriff am 04.01.2013). [http://apps1.eere.energy.gov/buildings/publications/pdfs/ssl/phatak\\_vancouver09.pdf](http://apps1.eere.energy.gov/buildings/publications/pdfs/ssl/phatak_vancouver09.pdf).
- [11] Aerotech, Inc. (Zugriff am 28.11.2012). <http://www.aerotech.com/product-catalog/galvanometers.aspx>.
- [12] Walter Köchner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 6 edition, 2006.
- [13] Ya-Xian Fan, Jing-Liang He, Yong-Gang Wang, Sheng Liu, Hui-Tian Wang, and Xiao-Yu Ma. 2-ps passively mode-locked Nd:YVO<sub>4</sub> laser using an output-coupling-type semiconductor saturable absorber mirror. *Applied Physics Letters*, 86(10):101103, 2005.

- [14] Ralf Knappe. Applications of picosecond lasers and pulse-bursts in precision manufacturing. In *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, volume 8243, pages 82430I–82430I–7, February 2012.
- [15] Lumera. Manual - Super Rapid, 2008.
- [16] Dietrich Kühlke. *Optik - Grundlagen und Anwendungen*. Harri Deutsch, 2 edition, 2007.
- [17] Thomas F. Johnston. Beam Propagation M2 Measurement Made as Easy as It Gets: The Four-Cuts Method. *Applied Optics*, 37(21):4840, July 1998.
- [18] Anthony E. Siegman. New developments in laser resonators. In *Proceedings of SPIE*, volume 1224, pages 2–14. SPIE, 1990.
- [19] R. Kingslake and R. B. Johnson. *Lens Design Fundamentals*. Amsterdam, Oxford, New York, Tokio : Elsevier; New York, London : Academic Press; Bellingham, WA : SPIE, 2 edition, 2010.
- [20] Radiant ZEMAX LLC. *ZEMAX - Optical Design Program - User's Manual*. 2011.
- [21] T. P. Chow and M. Ghezzi. SiC Power Devices. *MRS Proceedings*, 423, February 2006.
- [22] DataRay Inc. (Zugriff am 24.11.2012). <http://www.dataray.com>.
- [23] Asphericon GmbH (Zugriff am 22.11.2012). <http://www.asphericon.net/de/unternehmen/fertigung/produktion>.
- [24] Eugen Hecht. *Optik*. Addison Wesley, 1 edition, 1991.
- [25] J. Heller, J. W. Bartha, C. C. Poon, and A. C. Tam. Temperature dependence of the reflectivity of silicon with surface oxide at wavelengths of 633 and 1047 nm. *Applied Physics Letters*, 75(1):43, 1999.
- [26] Matthew S. Brown and Craig B. Arnold. *Laser Precision Microfabrication*, volume 135 of *Springer Series in Materials Science*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [27] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars. Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements. *Applied Physics Letters*, 71(18):2572, 1997.
- [28] Theodore J. Schmidt. Large optical nonlinearities in the bandgap region of GaN thin films grown by MOCVD on sapphire. In *Proceedings of SPIE*, volume 3419, pages 61–67. SPIE, 1998.

- [29] Kimiaki Konno and Hiromitsu Suzuki. Self-Focussing of Laser Beam in Nonlinear Media. *Physica Scripta*, 20(3-4):382–386, September 1979.
- [30] Robert Adair, L. Chase, and Stephen Payne. Nonlinear refractive index of optical crystals. *Physical Review B*, 39(5):3337–3350, February 1989.
- [31] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tünnermann. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 63(2):109–115, July 1996.
- [32] Martin v. Allmen and Andreas Blatter. *Laser-Beam Interactions with Materials*. Springer, 2 updated edition, 1995.
- [33] Robert K. Willardson and Albert C. Beer. *Optical Properties of III-V Compounds*. Academic Press, 1967.
- [34] Chris B. Schaffer, André Brodeur, and Eric Mazur. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses. *Measurement Science and Technology*, 12(11):1784–1794, November 2001.
- [35] B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, and M.D. Perry. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical review. B, Condensed matter*, 53(4):1749–1761, January 1996.
- [36] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon. Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses. *Physical Review B*, 61(17):11437–11450, May 2000.
- [37] Dieter Bäuerle. *Laser Processing and Chemistry*. Springer, 4 edition, 2011.
- [38] Yoichi Hirayama and Minoru Obara. Heat-affected zone and ablation rate of copper ablated with femtosecond laser. *Journal of Applied Physics*, 97(6):064903, 2005.
- [39] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, and T.L. Perel'man. Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. *Sov. Phys. JETP*, 39(2):375–377, 1975.
- [40] Sebastian S. Wellershoff, Jens Gudde, Julius Hohlfeld, Juergen G Muller, and Eckart Matthias. The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals. volume 3343, pages 378–387, September 1998.
- [41] F. Korte, S. Nolte, B.N. Chichkov, T. Bauer, G. Kamlage, T. Wagner, C. Fallnich, and H. Welling. Far-field and near-field material processing with. femtosecond laser pulses. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 69(S1):S7–S11, December 1999.

- [42] Jian Cheng, Chang-sheng Liu, Shuo Shang, Dun Liu, Walter Perrie, Geoff Dearden, and Ken Watkins. A review of ultrafast laser materials micromachining. *Optics & Laser Technology*, 46:88–102, March 2013.
- [43] X. L. Mao, A. C. Ciocan, and R. E. Russo. Preferential Vaporization during Laser Ablation Inductively Coupled Plasma Atomic Emission Spectroscopy. *Applied Spectroscopy*, 52(7):913–918, July 1998.
- [44] N.M. Bulgakova and A.V. Bulgakov. Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 73(2):199–208, August 2001.
- [45] R. Stoian, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, and E. Campbell. Coulomb explosion in ultrashort pulsed laser ablation of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Physical Review B*, 62(19):13167–13173, November 2000.
- [46] R. Stoian, A. Rosenfeld, D. Ashkenasi, I. Hertel, N. Bulgakova, and E. Campbell. Surface Charging and Impulsive Ion Ejection during Ultrashort Pulsed Laser Ablation. *Physical Review Letters*, 88(9):097603, February 2002.
- [47] Danny Perez and Laurent Lewis. Molecular-dynamics study of ablation of solids under femtosecond laser pulses. *Physical Review B*, 67(18):184102, May 2003.
- [48] Dmitriy Ivanov and Leonid Zhigilei. Combined atomistic-continuum modeling of short-pulse laser melting and disintegration of metal films. *Physical Review B*, 68(6):064114, August 2003.
- [49] F. Vidal, T. Johnston, S. Laville, O. Barthélemy, M. Chaker, B. Le Drogoff, J. Margot, and M. Sabsabi. Critical-Point Phase Separation in Laser Ablation of Conductors. *Physical Review Letters*, 86(12):2573–2576, March 2001.
- [50] Kazue Ozono, Minoru Obara, Akira Usui, and Haruo Sunakawa. High-speed ablation etching of GaN semiconductor using femtosecond laser. *Optics Communications*, 189(1-3):103–106, March 2001.
- [51] M. K. Kelly, O. Ambacher, B. Dahlheimer, G. Groos, R. Dimitrov, H. Angerer, and M. Stutzmann. Optical patterning of GaN films. *Applied Physics Letters*, 69(12):1749, 1996.
- [52] D. J. Erskine, A. J. Taylor, and C. L. Tang. Dynamic Burstein-Moss shift in GaAs and GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures. *Applied Physics Letters*, 45(11):1209, 1984.
- [53] A. H. Clauer, B. P. Fairand, and B. A. Wilcox. Pulsed laser induced deformation in an Fe-3 Wt Pct Si alloy. *Metallurgical Transactions A*, 8(1):119–125, January 1977.

- [54] N.G. Semaltianos, W. Perrie, V. Vishnyakov, R. Murray, C.J. Williams, S.P. Edwardson, G. Dearden, P. French, M. Sharp, S. Logothetidis, and K.G. Watkins. Nanoparticle formation by the debris produced by femtosecond laser ablation of silicon in ambient air. *Materials Letters*, 62(14):2165–2170, May 2008.
- [55] Stephan Barcikowski. Picosecond and Femtosecond Laser Machining May Cause Health Risks Related to Nanoparticle Emission. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 4(3):159–164, December 2009.
- [56] J. H. Yoo, S. H. Jeong, R. Greif, and R. E. Russo. Explosive change in crater properties during high power nanosecond laser ablation of silicon. *Journal of Applied Physics*, 88(3):1638, 2000.
- [57] Milton Birnbaum. Semiconductor Surface Damage Produced by Ruby Lasers. *Journal of Applied Physics*, 36(11):3688, 1965.
- [58] Zhou Guosheng, P. Fauchet, and A. Siegman. Growth of spontaneous periodic surface structures on solids during laser illumination. *Physical Review B*, 26(10):5366–5381, November 1982.
- [59] D. C. Emmony. Laser mirror damage in germanium at 10.6  $\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 23(11):598, 1973.
- [60] Ralph Wagner, Jens Gottmann, Alexander Horn, and Ernst Wolfgang Kreutz. Subwavelength ripple formation induced by tightly focused femtosecond laser radiation. *Applied Surface Science*, 252(24):8576–8579, October 2006.
- [61] A. Borowiec and H. K. Haugen. Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses. *Applied Physics Letters*, 82(25):4462, 2003.
- [62] J. M. Elson and K. H. Ritchie. Diffuse Scattering and Surface-Plasmon Generation by Photons at a Rough Dielectric Surface. *physica status solidi (b)*, 62(2):461–468, April 1974.
- [63] J. Milton Pereira, G. A. Farias, and R. N. Costa Filho. Surface plasmons on a quasiperiodic grating. *The European Physical Journal B - Condensed Matter*, 36(1):137–140, November 2003.
- [64] A. V. Andreev, M. M. Nazarov, I. R. Prudnikov, A. P. Shkurinov, and P. Masselin. Noncollinear excitation of surface electromagnetic waves: Enhancement of nonlinear optical surface response. *Physical Review B*, 69(3):035403, January 2004.
- [65] V. P. Aksenov. Single Beam Method Of Manufacturing Holographic Optical Gratings. In *Symposium Optika '84*, pages 294–297, January 1985.

- [66] Jens Gottmann, Georg Schlaghecken, Ralph Wagner, and Ernst Wolfgang Kreutz. Fabrication of erbium-doped planar waveguides by pulsed-laser deposition and laser micromachining. In *Laser Micromachining for Optoelectronic Device Fabrication*, volume 4941, pages 148–156, April 2003.
- [67] C. Hnatovsky, R.S. Taylor, E. Simova, P.P. Rajeev, D.M. Rayner, V.R. Bhardwaj, and P.B. Corkum. Fabrication of microchannels in glass using focused femtosecond laser radiation and selective chemical etching. *Applied Physics A*, 84(1-2):47–61, April 2006.
- [68] J. M. Liu. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Optics Letters*, 7(5):196, May 1982.
- [69] Yong Jee, Michael F. Becker, and Rodger M. Walser. Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces. *Journal of the Optical Society of America B*, 5(3):648, March 1988.
- [70] Valerian Pishchik, Leonid A. Lytvynov, and Elena R. Dobrovinskaya. *Sapphire*. Springer US, Boston, M.A., 2009.
- [71] A. Rosenfeld, M. Lorenz, R. Stoian, and D. Ashkenasi. Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 69(7):S373–S376, December 1999.
- [72] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian, and A. Rosenfeld. Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation. *Applied Surface Science*, 150(1-4):101–106, August 1999.
- [73] Xiaoxi Li, Tianqin Jia, Donghai Feng, and Zhizhan Xu. Ablation induced by femtosecond laser in sapphire. *Applied Surface Science*, 225(1-4):339–346, March 2004.
- [74] D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, H. Varel, M. Wähmer, and E.E.B Campbell. Laser processing of sapphire with picosecond and sub-picosecond pulses. *Applied Surface Science*, 120(1-2):65–80, November 1997.
- [75] Wei-Min Liu, Rong-Yi Zhu, Shi-Xiong Qian, Shu Yuan, and Guo-Yi Zhang. Ablation of GaN Using a Femtosecond Laser. *Chin. Phys. Lett*, 19(11):1711–1713, 2002.
- [76] C. R. Miskys. *New Substrates for Epitaxy of Group III Nitride Semiconductors*. Dissertation, TU München, 2004.
- [77] Christian Goßler. *Entwicklung eines Laser-Lift-Off-Prozesses für InGaN-LEDs*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2010.
- [78] M. Hashida, A.F. Semerok, O. Gobert, G. Petite, Y. Izawa, and J.F. Wagner. Ablation threshold dependence on pulse duration for copper. *Applied Surface Science*, 197-198:862–867, September 2002.

- [79] Sanghoon Choi, Changwhan Kim, Wihan Kim, Ikbu Sohn, and Ho Lee. Micromachining on the Chrome Stainless Mold Steel Using the Femtosecond Laser. *Advanced Science Letters*, 4(8):3113–3118, August 2011.
- [80] J. Güdde, J. Hohlfeld, J.G. Müller, and E. Matthias. Damage threshold dependence on electron-phonon coupling in Au and Ni films. *Applied Surface Science*, 127-129(1-2):40–45, May 1998.
- [81] P.T. Mannon, J. Magee, E. Coyne, G.M. O'Connor, and T.J. Glynn. The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. *Applied Surface Science*, 233(1-4):275–287, June 2004.
- [82] J. Bonse, S. Baudach, J. Krüger, W. Kautek, and M. Lenzner. Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 74(1):19–25, January 2002.
- [83] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry. Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses. *Physical Review Letters*, 74(12):2248–2251, March 1995.
- [84] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO<sub>2</sub> with pulse widths from 7 ns to 150 fs. *Applied Physics Letters*, 64(23):3071, 1994.
- [85] Haiyi Sun, Fei He, Zenghui Zhou, Ya Cheng, Zhizhan Xu, Koji Sugioka, and Katsumi Midorikawa. Fabrication of microfluidic optical waveguides on glass chips with femtosecond laser pulses. *Optics Letters*, 32(11):1536, July 2007.
- [86] Krishna Chaitanya Vishnubhatla, Jenny Clark, Guglielmo Lanzani, Roberta Ramponi, Roberto Osellame, and Tersilla Virgili. Ultrafast optofluidic gain switch based on conjugated polymer in femtosecond laser fabricated microchannels. *Applied Physics Letters*, 94(4):041123, 2009.
- [87] Chaitanya Dongre, Jasper van Weerd, Geert A. J. Besselink, Rebeca Martinez Vazquez, Roberto Osellame, Giulio Cerullo, Rob van Weeghel, Hans H. van den Vlekkert, Hugo J. W. M. Hoekstra, and Markus Pollnau. Modulation-frequency encoded multi-color fluorescent DNA analysis in an optofluidic chip. *Lab on a chip*, 11(4):679–83, February 2011.
- [88] Dirk Wortmann, Jens Gottmann, Nelli Brandt, and Herbert Horn-Solle. Micro- and nanostructures inside sapphire by fs-laser irradiation and selective etching. *Optics Express*, 16(3):1517, February 2008.
- [89] Maren Hörstmann-Jungemann. 3D-Microstructuring of Sapphire using fs-Laser Irradiation and Selective Etching. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 5(2):145–149, June 2010.

- [90] Shigeki Matsuo, Kensuke Tokumi, Takuro Tomita, and Shuichi Hashimoto. Three-Dimensional Residue-Free Volume Removal inside Sapphire by High-Temperature Etching after Irradiation of Femtosecond Laser Pulses. *Laser Chemistry*, 2008:1–4, 2008.
- [91] S. Juodkazis, K. Nishimura, H. Misawa, T. Ebisui, R. Waki, S. Matsuo, and T. Okada. Control over the Crystalline State of Sapphire. *Advanced Materials*, 18(11):1361–1364, June 2006.
- [92] Y.J. Lee, J.M. Hwang, T.C. Hsu, M.H. Hsieh, M.J. Jou, B.J. Lee, T.C. Lu, H.C. Kuo, and S.C. Wang. Enhancing the output power of GaN-based LEDs grown on wet-etched patterned sapphire substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(10):1152–1154, May 2006.
- [93] Niradesh Ojha. *Sub-surface channels in sapphire made by laser irradiation and selective etching*. Masterarbeit, Technische Fakultät der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, 2011.
- [94] Quintin Johnson and A. Mitchell. First X-Ray Diffraction Evidence for a Phase Transition during Shock-Wave Compression. *Physical Review Letters*, 29(20):1369–1371, November 1972.
- [95] G. E. Duvall, K. M. Ogilvie, R. Wilson, P. M. Bellamy, and P. S. P. Wei. Optical spectroscopy in a shocked liquid. *Nature*, 296(5860):846–847, April 1982.
- [96] Saulius Juodkazis, Hiroaki Misawa, and Igor Maksimov. Thermal accumulation effect in three-dimensional recording by picosecond pulses. *Applied Physics Letters*, 85(22):5239, 2004.
- [97] S. D. Gilv and A. M. Trubachev. Metallization of silicon in a shock wave: the metallization threshold and ultrahigh defect densities. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 16(46):8139–8153, November 2004.
- [98] Shang-Di Mo and W. Ching. Electronic and optical properties of  $\theta$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and comparison to  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Physical Review B*, 57(24):15219–15228, June 1998.
- [99] Jung-Fu Lin, Olga Degtyareva, Charles T. Prewitt, Przemyslaw Dera, Nagayoshi Sata, Eugene Gregoryanz, Ho-Kwang Mao, and Russell J. Hemley. Crystal structure of a high-pressure/high-temperature phase of alumina by in situ X-ray diffraction. *Nature materials*, 3(6):389–93, June 2004.
- [100] R. Devine, R. Dupree, I. Farnan, and J. Capponi. Pressure-induced bond-angle variation in amorphous SiO<sub>2</sub>. *Physical Review B*, 35(5):2560–2562, February 1987.

- [101] Meller Optics, Inc.; Optics and Electro-Optics for Lasers, Industry, and Defense (Zugriff am 10.12.2013). [http://www.melleroptics.com/data\\_sheets/Sapphire\\_Index\\_of\\_Refraction.pdf](http://www.melleroptics.com/data_sheets/Sapphire_Index_of_Refraction.pdf).
- [102] Paul A. Tipler. *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1. edition, 1994.
- [103] J. B. Ashcom. *The role of focusing in the interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*. Dissertation, Harvard University, 2003.
- [104] Gerard Mourou, Toshiki Tajima, and Sergei Bulanov. Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics*, 78(2):309–371, April 2006.
- [105] Arkady Major, Fumiyo Yoshino, Iralis Nikolakakos, J. Stewart Aitchison, and Peter W. E. Smith. Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire. *Optics Letters*, 29(6):602, March 2004.
- [106] Saulius Juodkazis, Yuusuke Tabuchi, Takahiro Ebisui, Shigeki Matsuo, and Hiroaki Misawa. Anisotropic etching of dielectrics exposed by high intensity femtosecond pulses. In Uwe F. W. Behringer, Ivan A. Shcherbakov, Anna Giardini, Vitali I. Konov, and Vladimir I. Pustovoy, editors, *Proceedings of SPIE*, volume 5850, pages 59–66. Spie, June 2005.
- [107] Valeria Maselli, Roberto Osellame, Giulio Cerullo, Roberta Ramponi, Paolo Laporta, Luca Magagnin, and Pietro Luigi Cavallotti. Fabrication of long microchannels with circular cross section using astigmatically shaped femtosecond laser pulses and chemical etching. *Applied Physics Letters*, 88(19):191107, 2006.
- [108] M. Mazilu, S. Juodkazis, T. Ebisui, S. Matsuo, and H. Misawa. Structural characterization of shock-affected sapphire. *Applied Physics A*, 86(2):197–200, November 2006.
- [109] V. Bhardwaj, E. Simova, P. Rajeev, C. Hnatovsky, R. Taylor, D. Rayner, and P. Corkum. Optically Produced Arrays of Planar Nanostructures inside Fused Silica. *Physical Review Letters*, 96(5), February 2006.
- [110] Maren Hörstmann-Jungemann. Nano- and Microstructuring of SiO<sub>2</sub> and Sapphire with Fs-laser Induced Selective Etching. *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, 4(2):135–140, August 2009.
- [111] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, and P. B. Corkum. Polarization-selective etching in femtosecond laser-assisted microfluidic channel fabrication in fused silica. *Optics Letters*, 30(14):1867, July 2005.
- [112] Jung-Hee Lee. Development of Chip Separation Technique for InGaN-Based Light Emitting Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 47(12):1493–1498, December 2011.

- [113] JPSA Product Information - IX-210 ChromaDice, High Volume Production System (Zugriff am 03.01.2013). [http://www.coherent.com.au/content/media/JPSA/"\\$delimiter"026E30F\\$IX-210\\_ChromaDice.pdf](http://www.coherent.com.au/content/media/JPSA/).
- [114] Masayoshi Kumagai, Naoki Uchiyama, Etusji Ohmura, Ryuji Sugiura, Kazuhiro Atsumi, and Kenshi Fukumitsu. Advanced Dicing Technology for Semiconductor Wafer - Stealth Dicing. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 20(3):259–265, 2007.
- [115] Stealth Dicing Technology and Application - Technical Information, März 2005 (Zugriff am 04.01.2013). [http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/SD\\_tech\\_TLAS9004E01.pdf](http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/SD_tech_TLAS9004E01.pdf).
- [116] Development of a Sapphire Substrate Stealth Dicing Process Offering High-Quality, High-Yield Production of High-Intensity LEDs, 13.Mai 2009 (Zugriff am 04.01.2013). <http://www.disco.co.jp/eg/news/press/20090513.html>.
- [117] T. Hioki, A. Itoh, M. Ohkubo, S. Noda, H. Doi, J. Kawamoto, and O. Kamigaito. Mechanical property changes in sapphire by nickel ion implantation and their dependence on implantation temperature. *Journal of Materials Science*, 21(4):1321–1328, April 1986.
- [118] Philipp Schmatzer. *Laser-basiertes Vereinzeln von Leuchtdioden auf Saphirsubstrat*. Bachelorarbeit, Technische Fakultät der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, 2012.
- [119] Bernhard Ilschner and Robert F. Singer. *Werkstoffwissenschaften und Fertigungstechnik: Eigenschaften, Vorgänge, Technologien*. Springer, 4 edition, 2004.
- [120] Donald R. Askeland. *Materialwissenschaften*. Spektrum Akademischer Verlag, 1 edition, 1996.
- [121] Roland Haitz and Jeffrey Y. Tsao. Solid-state lighting: 'The case' 10 years after and future prospects. *physica status solidi (a)*, 208(1):17–29, January 2011.
- [122] A. Piebalgs. Verordnung (EG) Nr. 244/2009 der Kommission vom 18. März 2009. *Amtsblatt der Europäischen Union*.
- [123] Virey, Eric, I-Micronews - Silicon substrates contend for LED opportunity; März 2012 (Zugriff am 09.01.2013). [http://www.i-micronews.com/upload/iLED/AC\\_iLED\\_avril2012.pdf](http://www.i-micronews.com/upload/iLED/AC_iLED_avril2012.pdf).
- [124] E. F. Schubert. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge University Press, 2 edition, 2006.

- [125] Michael R. Krames, Oleg B. Shchekin, Regina Mueller-Mach, Gerd O. Mueller, Ling Zhou, Gerard Harbers, and M. George Craford. Status and Future of High-Power Light-Emitting Diodes for Solid-State Lighting. *Journal of Display Technology*, 3(2):160–175, June 2007.
- [126] U. Kaufmann, P. Schlotter, H. Obloh, K. Köhler, and M. Maier. Hole conductivity and compensation in epitaxial GaN:Mg layers. *Physical Review B*, 62(16):10867–10872, October 2000.
- [127] Yuichi Oshima, Takehiro Yoshida, Takeshi Eri, Masatomo Shibata, and Tomoyoshi Mishima. Thermal and electrical properties of high-quality freestanding GaN wafers with high carrier concentration. *physica status solidi (c)*, 4(7):2215–2218, June 2007.
- [128] Hans Kurz, Robert Lehnert, Willy Roller, Alfred Schief, Karl Schubert, and Adolf Senner. *Tabellenbuch Metall*. Verlag Europa-Lehrmittel, 27 edition, 1952.
- [129] Markus Maier. *Effizienz von GaInN Leuchtdioden: Struktur aktiver Schichten unter dem Einfluss substratinduzierter Defekte*. Dissertation, Fakultät für Mathematik und Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, 2010.
- [130] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, and E.W. Van Stryland. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(4):760–769, April 1990.
- [131] T. J. Schmidt, J. J. Song, Y. C. Chang, R. Horning, and B. Goldenberg. Large optical nonlinearities near the band gap of GaN thin films. *Applied Physics Letters*, 72(12):1504, 1998.
- [132] C.-K. Sun, S. Keller, G. Wang, M. S. Minsky, J. E. Bowers, and S. P. DenBaars. Radiative recombination lifetime measurements of InGaN single quantum well. *Applied Physics Letters*, 69(13):1936, 1996.
- [133] R. S. Qhalid Fareed, J. P. Zhang, R. Gaska, G. Tamulaitis, J. Mickevicius, R. Aleksiejunas, M. S. Shur, and M. A. Khan. Migration enhanced MOCVD (MEMOCVDTM) buffers for increased carrier lifetime in GaN and AlGaIn epilayers on sapphire and SiC substrate. *physica status solidi (c)*, 2(7):2095–2098, May 2005.
- [134] Yong-Tae Moon, Dong-Joon Kim, Keun-Man Song, Chel-Jong Choi, Sang-Heon Han, Tae-Yeon Seong, and Seong-Ju Park. Effects of thermal and hydrogen treatment on indium segregation in InGaIn/GaN multiple quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 89(11):6514, 2001.
- [135] J. Nord, K. Albe, P. Erhart, and K. Nordlund. Modelling of compound semiconductors: analytical bond-order potential for gallium, nitrogen and gallium nitride. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15(32):5649–5662, August 2003.

- [136] Hock M. Ng, Nils G. Weimann, and Aref Chowdhury. GaN nanotip pyramids formed by anisotropic etching. *Journal of Applied Physics*, 94(1):650, 2003.
- [137] J.L. Weyher, S. Lazar, L. Macht, Z. Liliental-Weber, R.J. Molnar, S. Müller, V.G.M. Sivel, G. Nowak, and I. Grzegory. Orthodox etching of HVPE-grown GaN. *Journal of Crystal Growth*, 305(2):384–392, July 2007.
- [138] X.A. Cao, S.F. LeBoeuf, K.H. Kim, P.M. Sandvik, E.B. Stokes, A. Ebong, D. Walker, J. Kretchmer, J.Y. Lin, and H.X. Jiang. Investigation of radiative tunneling in GaN/InGaN single quantum well light-emitting diodes. *Solid-State Electronics*, 46(12):2291–2294, December 2002.
- [139] Matteo Meneghini, Simone Vaccari, Nicola Trivellin, Dandan Zhu, Colin Humphreys, Rainer Butendheich, Christian Leirer, Berthold Hahn, Gaudenzio Meneghesso, and Enrico Zanoni. Analysis of Defect-Related Localized Emission Processes in InGaN/GaN-Based LEDs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(5):1416–1422, May 2012.
- [140] M. Meneghini, N. Trivellin, M. Pavesi, M. Manfredi, U. Zehnder, B. Hahn, G. Meneghesso, and E. Zanoni. Leakage current and reverse-bias luminescence in InGaN-based light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 95(17):173507, 2009.
- [141] Michael A. Reshchikov and Hadis Morkoc¸. Luminescence properties of defects in GaN. *Journal of Applied Physics*, 97(6):061301, 2005.
- [142] Matteo Meneghini, Augusto Tazzoli, Giovanna Mura, Gaudenzio Meneghesso, and Enrico Zanoni. A Review on the Physical Mechanisms That Limit the Reliability of GaN-Based LEDs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 57(1):108–118, January 2010.
- [143] X. A. Cao, J. M. Teetsov, M. P. D’Evelyn, D. W. Merfeld, and C. H. Yan. Electrical characteristics of InGaN/GaN light-emitting diodes grown on GaN and sapphire substrates. *Applied Physics Letters*, 85(1):7, 2004.
- [144] Ansgar Laubsch, Matthias Sabathil, Johannes Baur, Matthias Peter, and Berthold Hahn. High-Power and High-Efficiency InGaN-Based Light Emitters. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 57(1):79–87, January 2010.
- [145] Hyunsoo Kim, Seong-ju Park, and Hyunsang Hwang. Effects of current spreading on the performance of GaN-based light-emitting diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(6):1065–1069, June 2001.
- [146] Y. B. Tao, S. Y. Wang, Z. Z. Chen, Z. Gong, E. Y. Xie, Y. J. Chen, Y. F. Zhang, J. McKendry, D. Massoubre, E. D. Gu, B. R. Rae, R. K. Henderson, and G. Y. Zhang. Size effect on efficiency droop of blue light emitting diode. *physica status solidi (c)*, 9(3-4):616–619, March 2012.

- [147] H.W. Choi, C.W. Jeon, M.D. Dawson, P.R. Edwards, and R.W. Martin. Fabrication and performance of parallel-addressed InGaN micro-LED arrays. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(4):510–512, April 2003.
- [148] W. G. Scheibenzuber and U. T. Schwarz. Fast self-heating in GaN-based laser diodes. *Applied Physics Letters*, 98(18):181110, 2011.
- [149] M. Baeumler, M. Kunzer, R. Schmidt, S. Liu, W. Pletschen, P. Schlotter, K. Köhler, U. Kaufmann, and J. Wagner. Thermal and non-thermal saturation effects in the output characteristic of UV-to-violet emitting (AlGaIn)N LEDs. *physica status solidi (a)*, 204(4):1018–1024, April 2007.



# Publikationen und Erfindungen

## Veröffentlichungen

**R. Moser**, N. Ojha, M. Kunzer and U. T. Schwarz. *Sub-surface channels in sapphire made by ultraviolet picosecond laser irradiation and selective etching*. Optics Express, Vol. 19, Issue 24, pp. 24738-24745 (2011)

M. Rattunde, S. Kaspar, **R. Moser**, C. Manz, K. Köhler and J. Wagner. *High-power 2.0  $\mu\text{m}$  semiconductor disk laser - Influence of lateral lasing*. Applied Physics Letters, Vol.100, Issue 19, pp.192107 1-3, (2012)

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, R. Schmidt, K. Köhler, W. Pletschen, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Laser processing of GaN-based LEDs with ultraviolet picosecond laser pulses*. Proc. SPIE 8433, Laser Sources and Applications, 84330Q (2012)

R. Delmdahl, R. Pätzler, J. Brune, R. Senczuk, C. Goßler, **R. Moser**, M. Kunzer and U. T. Schwarz. *Line beam processing for laser lift-off of GaN from sapphire*. physica status solidi (a), Vol. 209, Issue 12, pp. 2653-2658(2012)

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, K. Köhler, W. Pletschen, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Laser processing of gallium nitride-based light-emitting diodes with ultraviolet picosecond laser pulses*. Optical Engineering, Vol. 51, Issue 11, pp. 114301 1-8 (2012)

C. Goßler, M. Kunzer, M. Baum, M. Wiemer, **R. Moser**, T. Passow, K. Köhler, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Aluminum-germanium-wafer bonding of (AlGaIn)N thin-film light-emitting diodes*. Microsystem Technologies, DOI: 10.1007/s00542-012-1709-4 (2012)

**R. Moser**, C. Goßler, M. Kunzer, K. Köhler, W. Pletschen, J. Brunne, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Laser direct writing of GaN-based LEDs - The suitable laser source for mesa definition*. Journal of Applied Physics, Vol. 113, Issue 10, pp. 103107 1-13 (2013)

S. Kaspar, M. Rattunde, T. Töpfer, **R. Moser**, S. Adler, C. Manz, K. Köhler, J. Wagner. *Recent advances in 2  $\mu\text{m}$  GaSb-based semiconductor disk laser - Power scaling, narrow-linewidth and short-pulse operation*. IEEE Photonics Society (IPS) Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, DOI: 10.1109/JSTQE.2013.2244568 (2013)

## Konferenzbeiträge

M. Kunzer, C. Goßler, K. Köhler, **R. Moser**, T. Passow and U. Schwarz. *Laser Processing of III-Nitride Light Emitting Diodes*. International Symposium on Laser-Micromachining, Chemnitz, Deutschland, 27. - 28. Oktober 2010

C. Goßler, **R. Moser**, M. Kunzer, M. Wiemer, M. Baum, R. Schmidt, T. Passow, K. Köhler, U.T. Schwarz and J. Wagner. *Processing of III-Nitride Thin Film Light-Emitting Diodes via Wafer Bonding and Laser Lift-Off*. ICNS 2011, Glasgow, Schottland, 10. - 15. Juli 2011

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, K. Köhler, U.T. Schwarz and J. Wagner. *Micromachining with picosecond laser pulses: A versatile tool for the fabrication of optoelectronic devices*. 75. Jahrestagung der DPG, Dresden, Deutschland, 13. - 18. März 2011

C. Goßler, **R. Moser**, M. Kunzer, T. Passow, K. Köhler and U.T. Schwarz. *Processing of III-nitride light emitting diodes via wafer bonding and laser lift-off*. 75. Jahrestagung der DPG, Dresden, Deutschland, 13. - 18. März 2011

M. Kunzer, C. Gossler, K. Köhler, **R. Moser**, T. Passow, U.T. Schwarz. *Laser Processing of III-Nitride Light Emitting Diodes*. 11. PhotonicNet Arbeitskreis „Oberflächenbearbeitung“, Göttingen, Deutschland, 30. März 2011

C. Goßler, M. Kunzer, M. Baum, M. Wiemer, **R. Moser**, T. Passow, K. Köhler, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Alluminium-Germanium Wafer Bonding of (AlGaIn)N Thin Film Light-Emitting Diodes*. WaferBond '11, Conference on Wafer Bonding for Microsystems and Wafer Level, Chemnitz, Deutschland, 6. - 8. Dezember 2011

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, R. Schmidt, K. Köhler, W. Pletschen, U. T. Schwarz and J. Wagner. *Laser processing of GaN-based LEDs with ultraviolet picosecond laser pulses*. Photonics Europe, Brüssel, Belgien, 16. - 19. April 2012

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, K. Köhler, W. P., U. T. Schwarz and J. Wagner. *Laser processing of GaN-based light-emitting diodes - The suitable laser source*. Photonics West, San Francisco, USA, 2. - 7. Februar 2013

## Patente und Patentanmeldungen

Patent Nr.: DE 10 2011 122 778

C. Goßler, **R. Moser**, U. T. Schwarz, M. Kunzer, J. Wagner. *Verfahren zur Herstellung einer Lumineszenzkonversions-Leuchtdiode*. Patentinhaber: Fraunhofer Gesellschaft zur Förderung angewandter Forschung e. V., Anmeldedatum: 24.11.2011

Deutsche Patentanmeldung Nr.: DE 10 2012 218 897.5

**R. Moser**, M. Kunzer. *Direktgeschriebenes LED-Display zur Projektion*. Anmelder: Fraunhofer Gesellschaft zur Förderung angewandter Forschung e. V., Anmeldedatum: 17.10.2012

Deutsche Patentanmeldung Nr.: DE 10 2013 201 298.5

**R. Moser**, M. Kunzer, C. Goßler, U. T. Schwarz, *Mesa Definition von lichtemittierenden Dioden mittels direkter Laserablation*. Anmelder: Fraunhofer Gesellschaft zur Förderung angewandter Forschung e. V., Anmeldedatum: 28.01.2013



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen Danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein ganz besonderer Dank gilt ...

- ... dem Institutsleiter *Prof. Dr. Oliver Ambacher* für die Möglichkeit, diese Arbeit am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik durchführen zu können.
- ... *Prof. Dr. Joachim Wagner* für die Unterstützung und die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Abteilung durchführen zu können. Weiterhin danke ich für das in mich gesetzte Vertrauen, das Institut auf wichtigen Messen und Konferenzen vertreten zu dürfen.
- ... meinem Betreuer und Doktorvater *Prof. Dr. Ulrich T. Schwarz* für die stete Gesprächsbereitschaft und die fruchtbaren Diskussionen und Anregungen, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
- ... *Dr. Michael Kunzer* für seine Betreuung, die Unterstützung während der Planung und dem Aufbau der Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage, die fachlichen Diskussionen und Anregungen, sowie dem Korrekturlesen der Arbeit.
- ... *Christian Gößler* für die zahlreichen Diskussionen und die kollegiale Zusammenarbeit.
- ... *Ralf Schmidt* für die Unterstützung und Hilfsbereitschaft in allen chemischen Angelegenheiten, sowie den zahlreichen Aufdampfprozessen.
- ... *Dr. Thorsten Passow* für sein umfangreiches Wissen im Bereich der Leuchtdioden.
- ... *Klaus Köhler* für die Epitaxie der LED Heterostrukturen.
- ... der Technologiegruppe um *Wilfried Pletschen* für die professionelle Prozessierung der Referenz LEDs.
- ... *Jens Brunne* für die Möglichkeit vergleichende Laserbearbeitungen an der Technischen Fakultät der Universität Freiburg durchführen zu können.
- ... *Thomas Eckermann* für die Unterstützungen in allen Soft- und Hardwareangelegenheiten.
- ... *Nirdesh Ojha, Philipp Schmatzer, Vladimir Sklyarenko* für die Unterstützung während den experimentellen Untersuchungen, sowie der Hilfe bei der „Serienproduktion“ von Schattenmasken.
- ... allen Mitgliedern der Abteilung OM für das kollegiale und angenehme Arbeitsklima.

- ... *meinen Eltern*, die mir das Physikstudium ermöglicht haben und auf deren Unterstützung ich mich stets verlassen konnte.
- ... *Evelyn Schmidt* für ihre Unterstützung und das Verständnis beim Entstehen dieser Arbeit.

Herausgeber: Prof. Dr. Oliver Ambacher

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Laserbearbeitung an GaN-basierten Leuchtdioden (LEDs) mit ultrakurzen Pulsen im ultravioletten Spektralbereich. Seit einigen Jahren sind Lasersysteme verfügbar, die Pulse im Pikosekundenbereich emittieren und aufgrund ihrer hohen Pulsenergie, Repetitionsrate und Zuverlässigkeit eine rasante Verbreitung im industriellen Umfeld erfahren. Durch die kurze Pulsdauer ergeben sich prinzipiell zwei Vorteile: Die thermische Schädigung des Materials ist deutlich geringer, wodurch die Präzision gesteigert werden kann. Zusätzlich kann durch die nichtlineare Wechselwirkung der intensiven Laserstrahlung mit der Materie annähernd jedes Material, auch transparente Medien, bearbeitet werden. Die Arbeit behandelt sowohl die Planung und den Aufbau einer Laser- $\mu$ -Bearbeitungsanlage, als auch die Entwicklung von Laserbearbeitungsverfahren zur Realisierung GaN-basierter LEDs, ohne dabei auf konventionelle Lithographie und trockenchemische Ätzverfahren zurückzugreifen. Da es sich bei der Laserbearbeitung um ein direktgeschriebenes Verfahren handelt, eignet sich diese Methode besonders gut für die Prototypenentwicklung und die Herstellung kundenspezifischer Formen.

ISBN 978-3-8396-0600-1



9 783839 606001