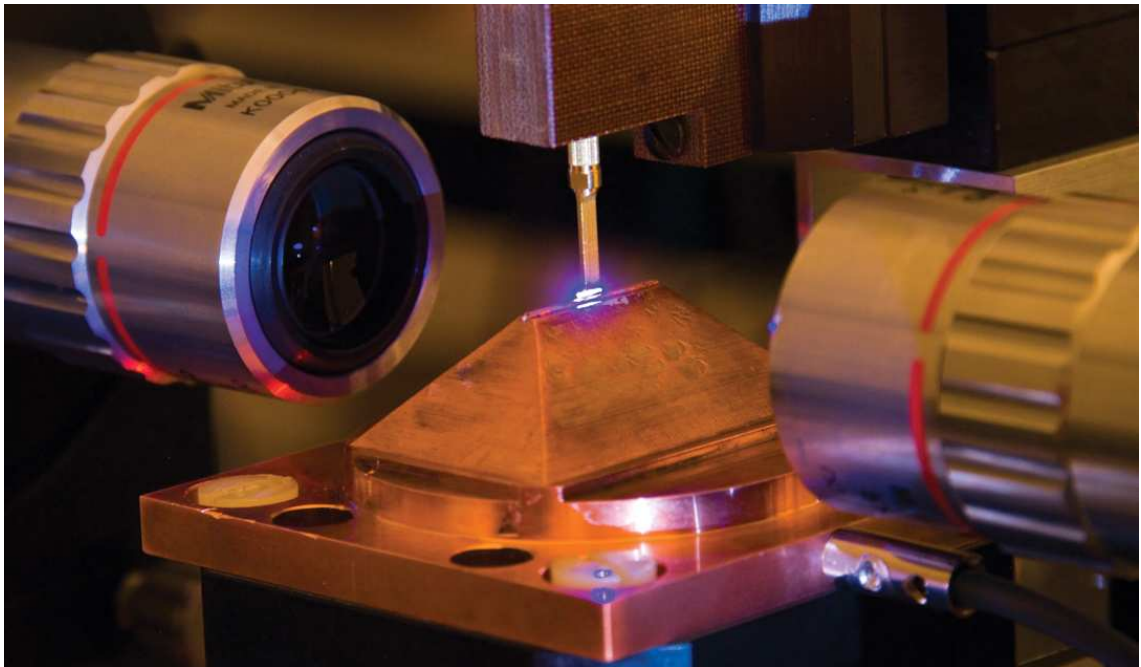


Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität München  
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

# Reales und virtuelles Experiment zur optischen Charakterisierung von SiC-Bauelementen

Dorothea Werber





Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität München  
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

# Reales und virtuelles Experiment zur optischen Charakterisierung von SiC-Bauelementen

Dorothea Werber

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-G. Herzog

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Hansch,  
Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 22.04.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 24.01.2011 angenommen.



*Meinen Eltern  
in Dankbarkeit gewidmet*



# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Gerhard Wachutka, der mir durch die Bereitstellung des Projekts und der dazu nötigen Infrastruktur diese Arbeit erst ermöglicht hat. Im Laufe meiner Arbeit profitierte ich sehr von seinen guten Kontakten zur Industrie und anderen Forschungsinstituten und danke für die vielen Freiräume, die er mir während meiner Forschungsarbeit ließ. Für die Übernahme der Zweitprüfung bedanke ich mich bei Prof. Dr. Walter Hansch.

Zum Gelingen der Arbeit haben eine Vielzahl von Werkstudenten, Diplomanden und Praktikanten beigetragen. Ich denke gerne an die produktive Zusammenarbeit zurück und bedanke mich bei allen studentischen Helfern. Besonders erwähnt seien Stefan Rips, Martin Aigner und Dietmar Denoth.

Bei Dr. Peter Friedrichs von der Firma SiCED, Erlangen, bedanke ich mich für die Bereitstellung der Proben und bei Dr. Heinz Mitlehner und Dr. Wolfgang Bartsch von derselben Firma für die vielen fruchtbaren Diskussionen zum Thema Siliziumkarbid und bipolare Dioden.

Für die Überlassung des Simulationswerkzeuges TeSCA und die bereitwilligen Hilfe bei allen aufkommenden Problemen zur Simulation danke ich Prof. Dr. Herbert Gajewski und Dr. Rainer Nürnberg vom Weierstraß-Institut, Berlin.

Zu Dank verpflichtet bin ich auch Dr. Franz Wittmann, der mir mit seiner Unterstützung im Labor die ersten Schritte erleichtert hat und auch später in experimentellen Fragen immer ein guter Diskussionspartner war. Der institutseigenen elektronischen Werkstatt mit Georg Heinzerling und Stefan Schaub und der mechanischen Werkstatt danke ich für etliche Arbeiten im Labor.

Für die Finanzierung des Projekts bedanke ich mich bei der Dr. Johannes Heidenhain-Stiftung.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinem lieben Freunde Josef bedanken, der alle Phasen und Launen des Entstehungsprozesses meiner Doktorarbeit stets liebe- und verständnisvoll mitgetragen hat und der mir durch seine Ruhe die zum Abschluss der Doktorarbeit nötige Kraft und Ausdauer gegeben hat.





# Kurzzusammenfassung

Ladungsträgerdichten und Gittertemperatur sind wichtige Größen für das elektrothermische Verhalten von 4H-SiC-Leistungsbaulementen. Die Ladungsträgerverteilung im Inneren eines Leistungsbaulements ist mitentscheidend für seine Schalteigenschaften. Nur durch eine detaillierte Kenntnis der Ladungsträgerverteilungen können die Betriebseigenschaften des Baulements effizient optimiert werden. Für das Cooling Management in 4H-SiC-Leistungsbaulementen ist eine genaue Kenntnis der Wärmegenerations- und Wärmeausbreitungsmechanismen essentiell.

Ladungsträger- und Temperaturverteilungen sind bauelementinterne Größen und bisher nur integral über das Klemmenverhalten von elektronischen Bauelementen messbar. Der in dieser Arbeit beschriebene optische Messplatz bietet zu diesen internen Größen einen messtechnischen Zugang. Der Messplatz kann für alle aus 4H-SiC gefertigten bipolaren Bauelemente verwendet werden und wird am Beispiel von bipolaren Dioden aus 4H-SiC demonstriert. Der plasma- und der thermooptische Effekt werden in der Weise nutzbar gemacht, dass die Änderung des komplexen optischen Brechungsindex während eines an die Probe angelegten Strompulses zu zusätzlicher Absorption und Deflexion von einem die Probe senkrecht zur Stromrichtung durchstrahlenden fokussierten Lichtstrahl führt. Ladungsträger- und Temperaturprofile werden durch Verschieben der Probe bezüglich des Lichtstrahls bestimmt.

Dieses reale Experiment wird am Rechner als sogenanntes virtuelles Experiment nachgebildet. Dabei besteht das virtuelle Experiment aus einer transienten elektrothermisch gekoppelten Bauelementesimulation und einer nachfolgenden optischen Simulation, die die Lichtpropagation in der Probe berechnet. Für die Bauelementesimulation wird das um für 4H-SiC relevante physikalische Modelle erweiterte Simulationswerkzeug TeSCA verwendet. Aus dem Vergleich der Messergebnisse von realem und virtuellem Experiment werden die Bauelementemodelle kalibriert, so dass auch für weitere Untersuchungen ein für 4H-SiC prädiktives Simulationswerkzeug zur Verfügung steht. Unter anderem wird der Einfluss des p-Emitters auf die Vorwärtscharakteristik von bipolaren 4H-SiC-Dioden detailliert untersucht und die erlangten Erkenntnisse werden zur Optimierung der Struktur genutzt.



# Abstract

For the characterization of the electrothermal behavior of 4H-SiC power devices, charge carrier densities and lattice temperature are very important quantities. The internal charge carrier densities of power devices are decisive for their switching performance. For optimizing their switching performance a detailed knowledge of the charge carrier profiles is essential. Cooling management of 4H-SiC requires expertise in heat generation and heat conduction mechanisms.

Up to now, the internal profiles of the carrier densities and the temperature distribution are only integrally amenable to measurements through the terminal behavior of electronic devices. The optical measurement setup presented in this work, which is suitable for the characterization of any 4H-SiC bipolar device and demonstrated by the investigation of 4H-SiC bipolar diodes, allows for the measurement of these internal values. A current pulse is applied to the sample, while a light beam is transmitted perpendicular to the current direction through the sample. The current pulse induces a change of the complex optical refractive index due to the plasma- and the thermo-optical effect, which leads to an additional absorption and deflection of the probing light beam. Profiles of the charge carrier densities and the temperature can be identified by a translation of the sample with respect to the light beam.

This real experimental platform acts as a model for virtual experimentation by computer simulations, which consist of a transient electrothermal device simulation and a subsequent optical simulation to evaluate the light propagation in the interior of the sample. The device simulation tool TeSCA is extended for 4H-SiC-relevant physical models and then utilized for the device simulation. The calibration of the simulation models is accomplished by comparison of the results of real and virtual experiments, so that a predictive simulation tool for further investigations of 4H-SiC devices is made available. Among others, this calibrated tool is used for a precise evaluation of the influence of the p-emitter on the forward current-voltage characteristics of 4H-SiC bipolar diodes and a subsequent optimization of the structure.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	1
1.1	Siliziumkarbid	1
1.2	Elektronische Leistungsbauelemente aus Siliziumkarbid	3
1.2.1	Gleichrichter	4
1.2.2	Schalter	5
1.3	Numerische Bauelementesimulation	5
1.4	Methoden zur Charakterisierung von 4H-SiC-Bauelementen	6
1.5	Zielsetzung und Umfang der Arbeit	8
<b>2</b>	<b>Modellierung zur Simulation von 4H-SiC-Bauelementen</b>	11
2.1	Erweitertes elektrothermisches Drift-Diffusionsmodell	11
2.2	Physikalische Modellierung des Betriebsverhaltens	14
2.2.1	Bandlücke und intrinsische Ladungsträgerdichte	15
2.2.2	Beweglichkeit der freien Ladungsträger	17
2.2.3	Nettogeneration der Ladungsträger	21
2.2.4	Unvollständige Ionisierung der Dotieratome	23
2.2.5	Wärmegeneration	27
2.3	Kalibrierung der Modelle	29
<b>3</b>	<b>Simulation von 4H-SiC-pin-Dioden</b>	33
3.1	Einfluss des p-Emitters auf die Vorwärtscharakteristik	33
3.1.1	Serienwiderstand des p-Emitters	33
3.1.2	Rekombination im p-Emitter	34
3.1.3	Elektronen- und Löcherverteilung in der schwach dotierten i-Schicht	39
3.2	Transientes elektrothermisches Einschaltverhalten	40

---

<b>4</b>	<b>Miragemessplatz</b>	45
4.1	Messprinzip	45
4.1.1	Plasma- und thermooptische Effekte	45
4.1.2	Absorption	47
4.1.3	Deflexion	48
4.2	Messaufbau	50
4.2.1	Lichtquelle	51
4.2.2	Linsen und Mikroskopobjektive	52
4.2.3	Probenpositionierung und Kontaktierung	53
4.2.4	Detektoren	55
4.3	Probenpräparation	56
4.3.1	Präparationsprozess	58
4.3.2	Poliersequenz	58
4.4	Parameter der plasma- und thermooptischen Effekte	59
4.5	Auswertung der Absorptions- und Deflexionssignale	61
4.5.1	Absorptionsmessungen	61
4.5.2	Deflexionsmessungen	63
4.6	Kritische Diskussion der Messmethodik	64
4.6.1	Eichung der Absorptionskurven	64
4.6.2	Einfluss des Gaußschen Strahlprofils	65
4.6.3	Lichttransmission durch die Probenoberflächen	66
4.6.4	Fabry-Perot-Schwingungen	66
<b>5</b>	<b>Virtuelles Experiment</b>	71
5.1	Aufbau des virtuellen Experiments	71
5.1.1	Einfallendes Licht	72
5.1.2	Lichtausbreitung im Bauelement	73
5.1.3	Auswertung	74
5.2	Fabry-Perot-Interferenzen	74
5.3	Einflüsse der Absorption	77
5.4	Einflüsse der Deflexion	78
5.5	Einfluss der limitierten optischen Auflösung	80

---

<b>6</b>	<b>Messergebnisse</b>	83
6.1	Abschätzung der Selbsterwärmung der pin-Dioden durch Fabry-Perot-Schwingungen	84
6.2	Messsignale im Einschaltverhalten	85
6.2.1	Deflexion	87
6.2.2	Absorption	88
6.2.3	Vergleich von realen und virtuellen Messergebnissen	89
6.3	Test der Homogenität des Stromflusses	91
6.4	Drift der Vorwärtsspannung	93
6.5	Kritische Diskussion der Messungen	95
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	99
7.1	Zusammenfassung	99
7.1.1	Physikalische Modellierung und Kalibrierung	100
7.1.2	Miragemessplatz für bipolare 4H-SiC-Bauelemente	101
7.1.3	Elektrothermisches Verhalten von 4H-SiC-pin-Dioden	103
7.2	Ausblick	104
7.2.1	Bestimmung der orts aufgelösten Minoritätsträgerlebensdauer	105
7.2.2	Messung des Eigenleuchtens der 4H-SiC-pin-Dioden	105
	<b>Anhang</b>	107
<b>A</b>	<b>Photodiodenschaltung</b>	109
<b>B</b>	<b>Position Sensitive Detector (PSD)-Schaltung</b>	111
	<b>Symbolverzeichnis</b>	113
	<b>Literaturverzeichnis</b>	117





# 1 Einleitung

Leistungselektronik ist eine Schlüsseltechnologie, um elektrische Energie von der Quelle bis zur Last kontrolliert transportieren und wandeln zu können. Zuverlässigkeit und Robustheit sind in den Bereichen der Energiegewinnung, Energieübertragung, Energieverteilung und auch für viele andere Anwendungen in der Industrie, bei Konsumgütern und beim Transport unverzichtbare Kriterien.

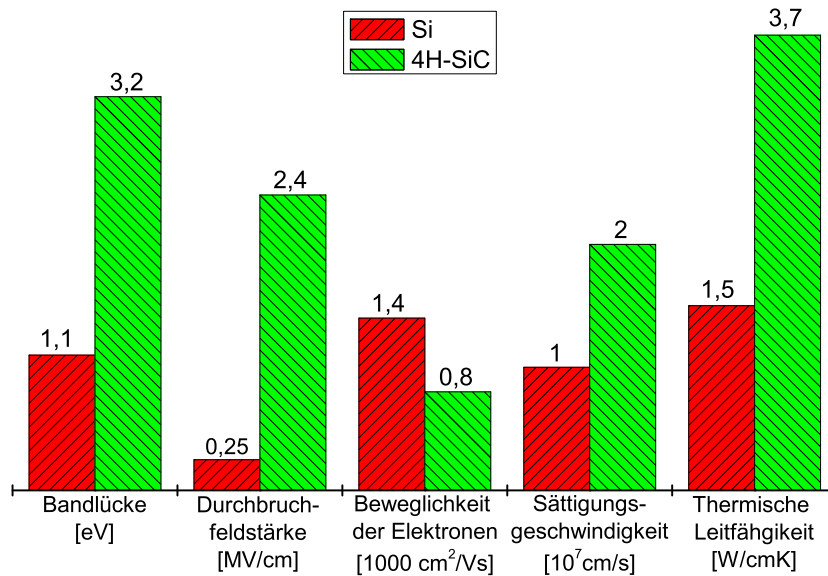
Energieeffizienz und ein besonnener Energieverbrauch sind erstens aus wirtschaftlichen Gründen und zweitens in Hinblick auf einen nachhaltigen Umgang mit den Ressourcen erforderlich. Die globale Erderwärmung wird höchstwahrscheinlich durch den durch die Industrialisierung bedingten Ausstoß von Treibhausgasen gefördert. Weil heutzutage 40 % der gesamten Energie in Form von elektrischer Energie konsumiert wird, bietet die Leistungselektronik ein weites Feld, um energieeffiziente Technologien einzusetzen und den Energieverbrauch zu minimieren.

Zu den wichtigsten Bauelementen im Bereich der Leistungselektronik gehören hochsperrende Schalttransistoren und Dioden. Aufwendungen für Forschung und Entwicklung mit dem Ziel, energieeffiziente Konzepte und Materialien zu finden und zu etablieren, sind daher gerade in diesem Bereich sinnvoll investiert. Das Halbleitermaterial Siliziumkarbid eignet sich dank seiner elektrischen, thermischen und mechanischen Eigenschaften zur Herstellung von elektronischen Bauelementen, die bei hohen Energiedichten, hohen Temperaturen und hohen Frequenzen energieeffizient arbeiten. Obwohl Siliziumkarbid-Bauelemente aufgrund ihrer Material- und Herstellungskosten wesentlich teurer sind als vergleichbare Silizium-Bauelemente, können die Systemkosten von Modulen durch den Einsatz von Siliziumkarbid-Bauelementen in vielen Fällen sogar gesenkt werden, da der Aufwand an notwendigen passiven Bauelemente merklich reduziert werden kann.

## 1.1 Siliziumkarbid

Im Jahre 1823 hat Professor Jöns Jakob Berzelius vom Karolinska Institut in Stockholm das Material Siliziumkarbid (SiC) entdeckt. Später zeigte sich, dass Siliziumkarbid vielversprechende Eigenschaften für mechanische und elektronische Verwendungen besitzt. Siliziumkarbid tritt in vielen verschiedenen Polytypen auf. Senkrecht zur c-Achse stehen jeweils Si-C-Doppelschichten, wobei die Anordnung dieser Doppelschichten zueinander den jeweiligen Polytyp des Kristalls bestimmt. Es gibt eine große Anzahl von Polytypen mit hexagonaler Struktur, namentlich  $\alpha$ -SiC oder

$n$ H-SiC, wobei  $n$  die Periodizität des Kristallgitters angibt, und mit rhombohedrischer Struktur, namentlich  $n$ R-SiC. Darüber hinaus gibt es auch einen kubischen Polytyp, namentlich 3C-SiC oder  $\beta$ -SiC. Die Kristallstrukturen der einzelnen Polytypen bestimmen deren mechanische und elektrische Eigenschaften. Zur Herstellung von elektronischen Bauelementen werden hauptsächlich die Polytypen 4H-, 6H- und 3C-SiC eingesetzt. In der Leistungselektronik wird nahezu ausschließlich auf den Polytyp 4H-SiC zurückgegriffen [1].



**Abbildung 1.1:** Elektrische und thermische Eigenschaften von Silizium und 4H-Siliziumkarbid

Abbildung 1.1 zeigt einen Vergleich zwischen den elektrischen und thermischen Eigenschaften von Silizium und 4H-SiC [2]. Die Bandlücke von 4H-SiC ist ungefähr dreimal so groß wie die von Silizium. Aufgrund der großen Bandlücke werden Siliziumkarbid-Bauelemente, verglichen mit Silizium-Bauelementen, zum einen erst bei wesentlich höheren Temperaturen intrinsisch, und zum anderen haben sie ein besseres Sperrverhalten und sind daher wesentlich robuster gegenüber Höhenstrahlung. Die höhere Durchbruchfeldstärke  $E_B$  von 4H-SiC ermöglicht es, 4H-SiC-Leistungsbaulemente mit dünneren und gleichzeitig höher dotierten Sperrschichten herzustellen und damit den Vorwärtswiderstand zu senken. Als Nachteil erweist sich die vergleichsweise geringere Elektronenbeweglichkeit von 4H-SiC, die aber teilweise von der höheren Sättigungsgeschwindigkeit kompensiert wird. Die hohe Sättigungsgeschwindigkeit in Kombination mit den dünnen Sperrschichten ermöglicht schnelles Schalten von Siliziumkarbid-Bauelementen. Auch die thermischen Eigenschaften von 4H-SiC übertreffen die von Silizium. Die höhere Wärmeleitfähigkeit von Siliziumkarbid sorgt dafür, dass die durch Verlustleistung hervorgerufene Wärme besser abgeführt werden kann. Die Leistungsdichte in 4H-SiC-Bauelementen kann also noch

zusätzlich gesteigert werden.

Von allen Halbleitern mit großer Bandlücke, genannt seien beispielsweise Galliumnitrid und Diamant, ist Siliziumkarbid in der Leistungselektronik heutzutage am meisten gefragt. Die Vorteile von 4H-SiC liegen im Bereich der Kristallzucht und der Technologie [1]:

- Vergleichsweise große Substrate mit relativ wenig Defekten sind für 4H-SiC erhältlich.
- SiC kann homoepitaktisch aufgewachsen werden, so dass Fehlanpassung des Gitters vermieden werden kann.
- n- und p-leitendes Halbleitermaterial kann entweder durch Dotierung während des Kristallwachstums oder später durch Ionenimplantation hergestellt werden.
- Oxidschichten können sowohl auf die Si- als auch auf die C-Seite thermisch aufgewachsen werden.

Der Einsatz von Siliziumkarbid-Baulementen ist bisher auf wenige Einsatzfelder beschränkt, da zum einen der mit Silizium-Baulementen verglichene höhere Preis deren Gebrauch nur in speziellen Anwendungen rechtfertigt und zum anderen die unkonventionellen elektrischen Eigenschaften von Siliziumkarbid-Baulementen Neuentwicklungen von Schaltungen und Modulen erfordern. Der Preis für Siliziumkarbid-Baulemente ist von den hohen Kosten für das Substrat und die vergleichsweise geringe Ausbeute bestimmt. Defekte, die die Ausbeute limitieren, sind Mikroröhren im Substrat, Fehler durch die Epitaxie, wie zum Beispiel Polytypeinschlüsse, und Kristalldefekte, wie Versetzungen und Stapelfehler [3]. Weitere Vergrößerung des Waferdurchmessers (zurzeit sind maximal 4"-Wafer erhältlich), fortschreitende Erhöhung der Substratqualität und Verbesserung der Homoepitaxie als Schlüsseltechnologie werden den Preis für Siliziumkarbid-Baulemente senken und deren Einsatz begünstigen.

## 1.2 Elektronische Leistungsbaulemente aus Siliziumkarbid

Die wichtigsten Bauelementegruppen der Leistungselektronik sind Gleichrichter und Schalter. In diesen beiden Gruppen können jeweils unipolare und bipolare Bauelemente unterschieden werden. In der Systematik von Abbildung 1.2 sind Bauelemente für reine Hochfrequenzanwendungen, wie beispielsweise der MESFET, vernachlässigt. Im Folgenden werden einige Bauelemente und deren Einsatzgebiete näher beschrieben.

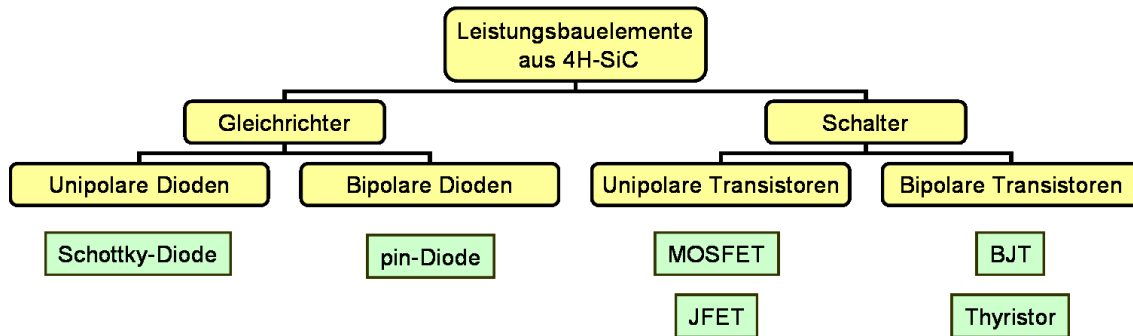


Abbildung 1.2: Grundtypen von SiC-Leistungsbaulementen

## 1.2.1 Gleichrichter

### Schottky-Diode

Schottky-Dioden aus 4H-SiC wurden von allen Leistungsbauteilen aus 4H-SiC zuerst entwickelt und sind das erste Bauelement, das serienmäßig hergestellt wird. Sie weisen keinen Reverse-Recovery-Strom auf und können daher bei geringen Systemverlusten sehr schnell geschaltet werden. Ihr positiver Temperaturkoeffizient wirkt sich positiv auf die Stabilität einer Schaltung aus. Es ist zu erwarten, dass 4H-SiC-Schottky-Dioden schnelle bipolare Dioden aus Silizium in fast allen leistungselektronischen Applikationen ersetzen werden und damit die Systemeffizienz steigern werden [4].

### pin-Diode

Der große Bandabstand von 4H-SiC führt bei pin-Dioden zu einer Einsatzspannung bei Raumtemperatur von circa 2,8 V. Der Einsatz von pin-Dioden aus 4H-SiC ist daher auf hoch sperrende Bauelemente ( $V_B > 4...5$  kV) beschränkt, bei denen ein geringer Vorwärtswiderstand und geringe Speicherladung von Vorteil sind. Bipolare Dioden aus 4H-SiC sind auch für Hochtemperaturanwendungen interessant [4].

Die Struktur einer bipolaren Diode  $p^+n^-n^+$  ist vertikal aufgebaut. Die dicke schwach  $n^-$ -dotierte Schicht wird homoepitaktisch auf einen  $n^+$ -Wafer aufgewachsen, wobei Substrat und diese Schicht durch eine n-Feldstopp-Schicht voneinander getrennt werden. Der hoch dotierte  $p^+$ -Emitter kann entweder durch p-Implantation oder durch p-Epitaxie hergestellt werden. Die Dicke und Dotierung des p-Emitters spielt für die Vorwärtscharakteristik der Diode eine bedeutende Rolle. Während beliebige Dicken durch p-Epitaxie hergestellt werden können, ist die Dicke bei p-Implantation auf wenige  $\mu\text{m}$  beschränkt, es sei denn, mehrere n-Epitaxie und p-Implantationschritte werden abwechselnd wiederholt. Es zeigt sich, dass pin-Dioden mit epitaktisch gewachsenem p-Emitter typischerweise einen geringeren Vorwärtsspannungsabfall aufweisen als Dioden, deren Anode durch Implantation hergestellt ist. Die

Sperrspannung einer pin-Diode ist zum einen von der Dotierung und der Dicke der schwach dotierten i-Schicht und zum anderen von dem Design des Randabschlusses bestimmt.

Nachdem die Dichte der die Ausbeute begrenzenden Mikroröhren auf dem 4H-SiC-Substrat drastisch gesunken ist, bleibt die Drift der Vorwärtsspannung der bipolaren Dioden das größte Problem [5]. Während zum einen Basalebeneversetzungen in der Epitaxie als Hauptursache diskutiert werden, sehen andere Gruppen die Ursache im Design des p-Emitters. Erste bipolare Dioden, bei denen dieses Problem gelöst ist, sind kürzlich vorgestellt worden [6].

## 1.2.2 Schalter

### MOS-Feldeffekttransistor (MOSFET)

Der MOSFET ist dank seiner einfachen planaren Struktur in „normally-off“-Ausführung der favorisierte unipolare Schalter. Größter Mangel des MOSFETs aus 4H-SiC ist seine geringe Inversionskanalbeweglichkeit aufgrund von Defekten, die durch Kohlenstoff hervorgerufen werden. Fraglich ist auch die Langzeitstabilität des Oxides, das mit hohen elektrischen Feldstärken beaufschlagt wird [7].

### Junction-Feldeffekttransistor (JFET)

Der größte Vorteil des JFET sind sein niedriger on-Widerstand und seine guten Schalteigenschaften. Als problematisch erweist sich allerdings, dass er normal leitend („normally-on“) ist, da deshalb in Schaltungen eine besondere Gate-Ansteuerung und zusätzliche Vorkehrungen zum Schutz der Schaltung benötigt werden [8].

### Bipolarer Transistor (BJT)

Für sehr hohe Sperrspannungen ( $V_B > 3$  kV) sind unipolare Schalter wegen ihres hohen on-Widerstands ungeeignet. Probleme mit p-Substraten und geringer Kanalbeweglichkeit führen dazu, dass der IGBT aus 4H-SiC noch keine Alternative bietet. Damit ist der bipolare Transistor vorerst der einzige praktisch verwendbare Schalter aus 4H-SiC, der im Sperrspannungsbereich 3 – 10 kV zur Verfügung steht [8].

## 1.3 Numerische Bauelementesimulation

Bauelementesimulation ist in Forschung und Entwicklung zu einem wertvollen und viel genutzten Werkzeug zur Behandlung unterschiedlicher Probleme geworden: Prädiktive Simulation dient dazu, das Design von elektronischen Bauelementen virtuell

zu konzipieren und zu optimieren. Gerade für Strukturen mit steigender Komplexität gewinnt prädiktive Simulation an Bedeutung, da Kosten eingespart werden, wenn beim Entwurf der Bauelemente durch den Einsatz von Simulation die Anzahl der experimentellen Designzyklen reduziert wird.

Durch Simulation wird außerdem ein tieferes Verständnis der physikalischen Vorgänge in der Struktur erreicht, zum einen, indem das Bauelement auch in Zuständen betrachtet wird, die in Messumgebungen nur schwer erreicht werden können, und zum anderen, indem die physikalischen Ursachen für auftretende Effekte genauer untersucht werden können. Wertvoll erweist sich Simulation auch zur Unterstützung der Interpretation von Messergebnissen. Ob die Ursache für einen Effekt an der Struktur des Bauelements oder an Mängeln des Materials liegt, kann oftmals nur durch begleitende Simulation entschieden werden.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, muss ein Simulationswerkzeug gewisse Eigenschaften besitzen. Essentiell ist, dass die relevanten physikalischen Effekte in Form von mathematischen Modellen in den Simulator implementiert sind. Typischerweise sind die vorhandenen Bauelementesimulatoren für die Simulation von Silizium-Bauelementen entwickelt worden. Daher ist zur Simulation von Bauelementen aus Siliziumkarbid eine Erweiterung der Simulationswerkzeuge um Modelle, die speziell für SiC-Bauelemente relevant sind, unumgänglich. In einem zweiten Schritt werden dann durch Kalibrierung der Modellparameter die physikalischen Modelle den verwendeten Materialien und Technologien angepasst. Die Kalibrierung der Parameter erfolgt anhand geeigneter Messungen, aus deren Ergebnissen die jeweiligen Parameter abgeleitet werden können.

## 1.4 Methoden zur Charakterisierung von 4H-SiC-Bauelementen

Der am nächsten liegende Ansatz zur Charakterisierung von elektronischen Bauelementen liegt in der Untersuchung ihres Klemmenverhaltens. Mit I-V-Messungen können unter anderem Vorwärtskennlinie, Leckströme, Durchbruchspannung und Schaltverhalten eines Bauelements bestimmt werden. Ergebnisse aus C-V-Messungen ergänzen die für den Schaltungsentwurf relevanten Größen.

Zur Optimierung eines Bauelements ist neben den Klemmengrößen eine interne elektrische Beschreibung des Bauelements hilfreich. Außer Strukturdaten, die über SIMS-Messungen gewonnen werden können, ist die Kenntnis von Beweglichkeiten und Lebensdauern der Ladungsträger wichtig. Beweglichkeiten können anhand von Teststrukturen ermittelt werden. Zur Bestimmung von Lebensdauern in Bauelementen steht eine Reihe von optischen (z.B.  $\mu$ -PCD, TRPL, OBIC) und elektrischen Verfahren (z.B. CRT, OCVD) zur Verfügung [9].

Zur Optimierung von Bauelementen besonders hinsichtlich ihres Schaltverhaltens sind die Ladungsträgerverteilungen im Inneren des Bauelements wichtige Größen.

Zwar sind diese durch Bauelementesimulation mit gemessenen Werten für die Ladungsträgerbeweglichkeit und Ladungsträgerlebensdauer zugänglich, eine gesicherte Aussage über die tatsächlichen Verteilungen im Bauelement ist jedoch nur durch Messung möglich. Das Messverfahren freie Ladungsträgerabsorption (free carrier absorption (FCA)) bietet eine Möglichkeit, aus der Absorption von das Bauelement durchstrahlendem Licht die lokale Ladungsträgerdichte zu bestimmen. Dieses Verfahren, das zuerst bei Germanium angewendet worden ist, hat sich zu einem bekannten Verfahren auch für Silizium-Bauelemente etabliert [10]. Eine Gruppe hat bereits FCA erfolgreich auf Siliziumkarbid-Bauelemente angewendet, indem sie unter dem Brewster-Winkel zur Vermeidung von Fabry-Perot-Interferenzen auf das Siliziumkarbid-Bauelement strahlen [11]. Verglichen mit Silizium-Bauelementen ist die Anwendung der FCA auf Siliziumkarbid-Bauelemente wesentlich anspruchsvoller:

- Die kleineren Abmessungen der Driftzonen erzwingen eine wesentlich bessere räumliche Auflösung.
- Die Probenpräparation von Siliziumkarbid ist aufwändiger, da Siliziumkarbid wesentlich härter als Silizium ist und zur Bearbeitung von Siliziumkarbid faktisch nur Diamant mit einer maßgeblich größeren Härte zur Verfügung steht.
- Aufgrund der geringeren Modulation der Ladungsträgerdichte bei Siliziumkarbid-Bauelementen ist der Messeffekt um Größenordnungen kleiner. Um die Messsignale aus dem Rauschen herauszufiltern, müssen trickreiche Detektorschaltungen aufgebaut werden.
- Die wesentlich kürzeren Ladungsträgerlebensdauern in Siliziumkarbid erfordern in Hinblick auf zeitaufgelöste Messungen sehr schnelle Schaltungen zur Detektion. Zwischen den beiden konkurrierenden Zielen Verstärkungsfaktor und Bandbreite der Schaltungen muss ein geeigneter Kompromiss gefunden werden.
- Als größter Vorteil erweist sich bei der Anwendung von FCA auf Siliziumkarbid-Bauelemente, dass mit sichtbarem Licht gearbeitet werden kann, während bei der Anwendung auf Silizium-Bauelemente IR-Licht benötigt wird. Dadurch verringert sich zum einen der Justageaufwand, und zum anderen verbessert sich die optische Auflösung wegen der verwendeten kleineren Wellenlänge.

Eine weitere wichtige interne Größe ist die lokale Temperatur im Bauelement. Durch verschiedene Mechanismen wird Wärme im Inneren des Bauelements während des Betriebs dissipiert. Um ein genaues Verständnis für die Wärmegeneration und die Wärmeleitung im Bauelement zu erreichen, sind Messungen der Temperaturverteilung im Bauelement unverzichtbar. Licht, das ein Gebiet mit Temperaturgradient durchstrahlt, wird nach dem Fermatschen Prinzip abgelenkt, ähnlich wie bei dem Phänomen einer Fata Morgana (französisch: Mirage). Daher kann aus der Deflexion von ein Bauelement durchstrahlendem Licht auf die Temperaturverteilung im Inneren des Bauelements geschlossen werden. Die Messaufbauten für die sogenannten

Miragemessungen und für FCA-Messungen unterscheiden sich lediglich durch ihre Detektorschaltungen. Miragemessungen sind bisher nur für Silizium-Bauelemente gezeigt worden [12, 13].

## 1.5 Zielsetzung und Umfang der Arbeit

In der hier vorliegenden Arbeit sind Simulationen und Messungen an bipolaren 4H-SiC-Dioden eng miteinander verbunden. Ziel der Arbeit ist es, aus einem einheitlichen Bild von Simulation und Messung das vorhandene Wissen über das Material 4H-SiC, über Leistungshalbleiterbauelemente aus diesem Material und über 4H-SiC-pin-Dioden zu vergrößern. Daraus ergeben sich drei Schwerpunkte:

- Erweiterung des bestehenden Bauelementesimulators TeSCA um relevante physikalische Modelle zur unvollständigen Ionisierung der Dotieratome und der Ladungsträgerbeweglichkeit; stationäre und transiente Untersuchungen zum elektrothermischen Verhalten von 4H-SiC-pin-Dioden in Vorwärtsrichtung.
- Konzipierung, Aufbau und Design sowohl eines realen als auch virtuellen Messplatzes zur Bestimmung von Absorption und Deflexion von Licht mit dem Ziel zur Charakterisierung relevanter Eigenschaften und Parameter sowohl von bipolaren 4H-SiC-Bauelementen als auch von dem Halbleitermaterial 4H-SiC. Der parallele Aufbau von virtuellem und realem Experiment ermöglicht die Abbildung der Vorgänge in der Diode und in dem Halbleitermaterial in physikalischen Modellen, die in die Simulatoren implementiert werden.
- Bestimmung der zeitaufgelösten Ladungsträgerdichten und Temperaturgradienten von 4H-SiC-pin-Dioden mittels FCA- und Miragemessungen.

Nach der einführenden Darstellung aus Kapitel 1 folgen in Kapitel 2 erstens eine mathematische Beschreibung der für die Bauelementesimulationen zu Grunde liegenden physikalischen Modelle und zweitens eine Beschreibung der Kalibrierung dieser Modelle anhand von gemessenen I-V-Kurven.

In Kapitel 3 werden Simulationen des elektrischen und thermischen Verhaltens von bipolaren 4H-SiC-Dioden in Vorwärtsrichtung diskutiert, wobei der Fokus auf den Einfluss des p-Emitters und auf die Modulation der Ladungsträgerdichten in der intrinsischen Schicht gelegt wird.

In Kapitel 4 werden das Messprinzip der Absorptions- und Deflexionsmessungen, der Aufbau des Miragemessplatzes für 4H-SiC, die Präparation der Proben und die Auswertung der gemessenen Daten beschrieben und nachfolgend kritisch beleuchtet.

Das virtuelle Experiment wird in Kapitel 5 detailliert erläutert, wobei die Korrelation zwischen realem und virtuellem Experiment ausführlich herausgestellt wird. Ziel und gleichzeitig Grundidee des virtuellen Experiments ist die rigorose Modellierung



der physikalischen Vorgänge. Der wesentliche Nutzen des virtuellen Experiments in Hinblick auf das reale Experiment liegt erstens in dem reduzierten Aufwand zur Optimierung des realen Experiments und zweitens in der Erleichterung der Interpretation der realen Messergebnisse. Neben anderen Einflussgrößen werden beispielsweise die Fabry-Perot-Oszillationen durch virtuelle Messdurchläufe detailliert untersucht.

In Kapitel 6 werden aus den gemessenen Absorptions- und Deflexionsprofilen mit Hilfe des virtuellen Experiments qualitative Ladungsträger- und Temperaturprofile abgeleitet. Besonders interessant sind die Messungen, die zum einen die Erwärmung der pin-Dioden durch Fabry-Perot-Schwingungen und zum anderen die zeitaufgelöste Modulation der Ladungsträgerdichte während des Einschaltvorgangs zeigen. Weiter wird die Homogenität des Stromflusses über die Ladungsträgerdichten im Kristall untersucht. Als großes Problem erweist sich die Drift der Vorwärtsspannung bei den präparierten Proben. Aus den gemessenen Absorptions- und Deflexionsprofilen wird deutlich, welchen Einfluss die zunehmende Verschlechterung der Kristallqualität auf die internen Verteilungen der Temperatur und der Ladungsträgerdichten hat.

Kapitel 7 gliedert sich in zwei Teile: die Zusammenfassung und der Ausblick. In der Zusammenfassung wird der Mehrwert der Arbeit für die Forschung im Bereich der Siliziumkarbid-Leistungsbaulemente herausgestellt. Für weitere Forschungs- und Entwicklungsarbeit an 4H-SiC-Leistungsbaulementen gehen aus dieser Arbeit zum einen ein kalibriertes Simulationswerkzeug für prädiktive Simulationen und zum anderen ein optischer Messplatz zur Charakterisierung der Ladungsträger- und Temperaturverteilungen im Inneren von bipolaren Bauelementen hervor. Im Ausblick werden eine Reihe weiterer Untersuchungen vorgeschlagen, die der Messplatz in seiner jetzigen Form oder nur durch geringe Anpassungen ermöglicht.



## 2 Modellierung zur Simulation von 4H-SiC-Bauelementen

Im Jahre 1950 wurden von van Roosbroeck Drift- und Diffusionsvorgänge von Elektronen und Löchern in Halbleitern in einem selbstkonsistenten elektrischen Feld beschrieben [14]. Erstmals verwendete Gummel im Jahre 1964 diese Gleichungen zur Berechnung von Dioden [15]. Heutzutage ist das numerische Lösen dieser Gleichungen als Standardverfahren etabliert und in vielen kommerziellen Bauelementesimulatoren implementiert.

Das sogenannte Drift-Diffusionsmodell besteht aus einer Gleichung für das elektrostatische Potential, der Poisson-Gleichung, und jeweils einer Kontinuitätsgleichung für Elektronen und Löcher. Dabei wird von einer konstanten Ladungsträger- und Gittertemperatur im Halbleiter ausgegangen. Diese Annahme ist in vielen modernen Halbleiterbauelementen nicht mehr gerechtfertigt, da Gitter und Ladungsträger von hohen Feldstärken und thermoelektrischen Effekten lokal aufgeheizt werden können. Alternativen bieten hydrodynamische und quasi-hydrodynamische Modelle, die neben den Drift-Diffusionsgleichungen auch Temperatur- und Energiebilanzgleichungen berücksichtigen [16]. Die erwähnten Modelle für den Ladungstransport können phänomenologisch aus der irreversiblen Thermodynamik und aus der Boltzmann-Gleichung hergeleitet werden. Für Bauelemente, deren Längen der aktiven Zonen in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger sind, ist eine kinetische Modellierung nur mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung und deren quantenmechanischen Erweiterungen (z.B. Wigner-Gleichung [17]) möglich.

### 2.1 Erweitertes elektrothermisches Drift-Diffusionsmodell

Ein elektronisches Bauelement wird makroskopisch durch die Variablen elektrostatisches Potential  $\Psi$ , Elektronendichte  $n$ , Löcherdichte  $p$  und Gittertemperatur  $T$  unter der Voraussetzung beschrieben, dass die Ladungsträger im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter sind. Diese Bedingung ist im Allgemeinen für alle jene Bauelemente erfüllt, deren Abmessungen wesentlich größer sind als die freie Weglänge der Ladungsträger und in denen die elektrische Feldstärke keine allzu stark lokalisierten Feldspitzen aufweist.

Im erweiterten elektrothermischen Drift-Diffusionsmodell werden neben der Wärmeleitungsgleichung auch Wechselwirkungen von Elektronen und Löchern mit flachen Störstellen beachtet. Das gekoppelte Differentialgleichungssystem des erweiterten Drift-Diffusionsmodells besteht aus der Poisson-Gleichung (2.1), den Kontinuitätsgleichungen für Elektronen (2.2) und Löcher (2.3), der Wärmeleitungsgleichung (2.4) und zwei Bilanzgleichungen für Akzeptoren (2.5) und Donatoren (2.6) [18, 19, 20].

$$\vec{\nabla}(\epsilon \vec{\nabla} \Psi) = q \left( n - p + \sum_A N_A^- - \sum_D N_D^+ \right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \vec{j}_n = (G - R) + \sum_D \frac{\partial N_D^+}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \vec{j}_p = (G - R) + \sum_A \frac{\partial N_A^-}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$c_{th} \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla}(\kappa \vec{\nabla} T) = -\vec{\nabla} \left( (P_n T + \varphi_n) \vec{j}_n + (P_p T + \varphi_p) \vec{j}_p \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial N_A^-}{\partial t} = -(e_p^A + c_p^A p) N_A^- + e_p^A N_A \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = -(e_n^D + c_n^D n) N_D^+ + e_n^D N_D \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnet  $\epsilon$  die elektrische Permittivität,  $N_A^-$  die ionisierte Akzeptordichte,  $N_D^+$  die ionisierte Donatordichte,  $\vec{j}_n$  die Elektronenstromdichte,  $\vec{j}_p$  die Löcherstromdichte,  $(G - R)$  die Nettogenerationsrate,  $c_{th}$  die Wärmekapazität,  $\kappa$  die Wärmeleitfähigkeit,  $P_n$  den Seebeckkoeffizienten der Elektronen,  $P_p$  den Seebeckkoeffizienten der Löcher,  $\varphi_n$  das Quasifermipotential der Elektronen,  $\varphi_p$  das Quasifermipotential der Löcher,  $e_p^A$  den Emissionskoeffizient der Akzeptoren für Löcher,  $c_p^A$  den Einfangkoeffizient der Akzeptoren für Löcher,  $e_n^D$  den Emissionskoeffizient der Donatoren für Elektronen und  $c_n^D$  den Einfangkoeffizient der Donatoren für Elektronen. Die rechte Seite der Elektronen- und Löcherbilanzgleichung (2.2) und (2.3) stellt zum einen die Nettogenerationsrate (z.B. aufgrund von Shockley-Read-Hall-, Auger-Rekombination und Stoßionisation) und zum anderen die Veränderung der Ladungsträgerdichte durch Ionisierung der Dotieratome dar. In der Wärmeleitungsgleichung (2.4) werden die Wärmegenerationsmechanismen Joulesche Wärme, Rekombinationswärme und Peltier/Thomson-Wärme berücksichtigt.

Die treibende Kraft der Elektronen- und Löcherströme sind die Gradienten der jeweiligen Quasifermipotentiale  $\varphi_n$  und  $\varphi_p$  sowie der Temperatur  $T$ .

$$\vec{j}_n = -qn\mu_n(\vec{\nabla}\varphi_n + P_n\vec{\nabla}T) \quad (2.7)$$

$$\vec{j}_p = -qp\mu_p(\vec{\nabla}\varphi_p + P_p\vec{\nabla}T), \quad (2.8)$$

wobei  $\mu_n$  und  $\mu_p$  die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher beschreiben. Die Bestimmung der Elektronen- und Löcherdichten erfolgt über die Boltzmann-Statistik mit Hilfe der Quasifermipotentiale und der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_i$ .

Im Falle „nicht-entarteter“ Trägerkonzentrationen lauten diese Relationen mit der Boltzmann-Konstanten  $k$ :

$$n = n_i(T) \exp\left(\frac{q(\Psi - \varphi_n)}{kT}\right) \quad (2.9)$$

$$p = n_i(T) \exp\left(\frac{q(\varphi_p - \Psi)}{kT}\right) \quad (2.10)$$

Bedingt durch seine hexagonale Struktur hat 4H-SiC anisotrope Eigenschaften. Die Gleichungen (2.1), (2.4), (2.7) und (2.8) des erweiterten elektrothermischen Drift-Diffusionsmodell werden daher tensoriell ausgewertet, d.h.  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  sind Tensoren 2. Stufe, die durch 3x3-Matrizen repräsentiert werden.

In den Bilanzgleichungen der Akzeptoren (2.5) und Donatoren (2.6) werden Wechselwirkungen zwischen den Dotieratomen und den Ladungsträgern beschrieben, wobei die Annahme getroffen wird, dass die energetische Positionen der Donatoren und Akzeptoren  $E_D$  und  $E_A$  jeweils so nah an den Bandkanten des Leitungs- und Valenzbandes  $E_C$  und  $E_V$  sind, dass nur Wechselwirkungen zwischen Donatoren und Elektronen sowie zwischen Akzeptoren und Löchern berücksichtigt werden müssen [20].<sup>1</sup> Der Ionisationsgrad der Dotieratome fällt, wenn ein ionisiertes Dotieratom einen Ladungsträger einfängt, und steigt, wenn ein nicht ionisiertes Dotieratom einen Ladungsträger emittiert. Dabei ist die Emissionsrate durch den Emissionskoeffizienten  $e_\nu^{Dot}$  ( $\nu = n, p$ ) und die Einfangrate durch den Einfangkoeffizient  $c_\nu^{Dot}$ , der mit der Dichte der wechselwirkenden Ladungsträger multipliziert wird, beschrieben. Der Einfangkoeffizient  $c_\nu^{Dot}$  ergibt sich aus dem Produkt des temperaturabhängigen Einfangquerschnitts  $\sigma_\nu^{Dot}(T)$  und der thermischen Geschwindigkeit  $v_{\nu,th}$  von Elektronen und Löchern.

$$c_\nu^{Dot} = \sigma_\nu^{Dot} v_{\nu,th} \quad (2.11)$$

mit

$$v_{\nu,th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_\nu^*}} \quad (2.12)$$

In die Berechnung des Emissionskoeffizienten  $e_\nu^{Dot}$  fließt der Einfangkoeffizient  $c_\nu^{Dot}$ , die energetische Position des Dotieratoms  $E_{Dot}$  und der Degenerationskoeffizient des Dotieratoms  $g_{Dot}$  ein.

$$e_n^D = c_n^D \frac{1}{g_D} N_C \exp\left(\frac{E_D - E_C}{kT}\right) \quad (2.13)$$

$$e_p^A = c_p^A \frac{1}{g_A} N_V \exp\left(\frac{E_V - E_A}{kT}\right), \quad (2.14)$$

wobei  $N_C$  und  $N_V$  die Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband bezeichnen.

---

<sup>1</sup> Die Wechselwirkungen zwischen tiefen Störstellen und Ladungsträgern sind in der Shockley-Read-Hall-Rekombination zusammengefasst.

Das Ionisieren der Dotieratome erfolgt, verglichen mit anderen Vorgängen der Teilchenkinetik, in 4H-SiC-Bauelementen sehr schnell. Die Relaxationszeiten der Donatoren  $\tau_n^D$  und Akzeptoren  $\tau_p^A$  ergeben sich aus den Gleichungen (2.15) und (2.16) [20].

$$\tau_n^D = (e_n^D + c_n^D n)^{-1} \quad (2.15)$$

$$\tau_p^A = (e_p^A + c_p^A p)^{-1} \quad (2.16)$$

Da die Zeitskala des Umladens der Dotieratome für die Betrachtungen dieser Arbeit nicht relevant ist, kann die quasi-stationäre Näherung der unvollständigen Ionisierung der Dotieratome angewendet werden. In den Gleichungen (2.5) und (2.6) wird jeweils die partielle zeitliche Ableitung der ionisierten Dotieratome zu Null gesetzt. Damit ergeben sich folgende Ionisationsgrade der Donatoren  $\xi_D$  und Akzeptoren  $\xi_A$ :

$$\xi_D = \frac{N_D^+}{N_D} = \frac{e_n^D}{e_n^D + n c_n^D} = \frac{1}{1 + g_D \frac{n}{n_1}} \quad (2.17)$$

$$\xi_A = \frac{N_A^-}{N_A} = \frac{e_p^A}{e_p^A + p c_p^A} = \frac{1}{1 + g_A \frac{p}{p_1}} \quad (2.18)$$

mit

$$n_1 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right) \quad (2.19)$$

$$p_1 = N_V \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right) \quad (2.20)$$

Da die quasi-stationären Ionisationsgrade  $\xi_D$  und  $\xi_A$  weiterhin eine Funktion der Zeit  $t$  sind, dürfen die „quasi-stationären“ zeitlichen Ableitungen der ionisierten Dotieratome in den Gleichungen (2.2) und (2.3) nicht vernachlässigt werden.

## 2.2 Physikalische Modellierung des Betriebsverhaltens

Das erweiterte elektrothermische Drift-Diffusionsmodell bildet den Rahmen für die numerische Simulation. Die darin vorkommenden Größen werden speziell für 4H-SiC physikalisch modelliert. In Abschnitt 2.2.1 wird auf die Modellierung der Bandstruktur und der intrinsischen Ladungsträgerdichte eingegangen. Dann folgen die Abschnitte 2.2.2 und 2.2.3 zur freien Ladungsträgerbeweglichkeit und zu Generations- und Rekombinationsmechanismen. In dem Abschnitt 2.2.4 wird die unvollständige Ionisierung der Dotieratome für 4H-SiC unter besonderer Beachtung der Abhängigkeiten von Temperatur und Dotierkonzentration betrachtet. Abschließend wird in Abschnitt 2.2.5 auf die Wärmetransport- und Wärmegenerationsmechanismen eingegangen.

### 2.2.1 Bandlücke und intrinsische Ladungsträgerdichte

Die bindenden Wechselwirkungen benachbarter Atome in der Kristallstruktur von 4H-SiC führen zu der elektrischen Bandstruktur von 4H-SiC. Das Maximum des Valenzbandes befindet sich im Gegensatz zum Minimum des Leitungsbandes im Zentrum der Brillouinzone. 4H-SiC ist damit ein indirekter Halbleiter und hat dadurch eine erhöhte „natürliche“ Trägerlebensdauer. Zur physikalischen Modellierung von Halbleiterbauelementen ist statt der aufwändigen quantenmechanischen Beschreibung ein vereinfachtes Bändermodell ausreichend (die „Effektivmassen-Näherung“), da der Aufenthalt der frei beweglichen Ladungsträger (Elektronen und Löcher) nahe beim Minimum des Leitungsbandes und beim Maximum des Valenzbandes angenommen werden können.

Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke wird durch nachfolgende Gleichung mit abschnittsweise gültigen Parameterwerten aus Tabelle 2.1 beschrieben [21, 22, 23].

$$E_g(T) = E_g^{T_0} - \alpha^{E_g} \frac{T_L^2}{\beta^{E_g} + T_L} \quad (2.21)$$

Bereich [K]	$E_g^{T_0}$ [eV]	$\alpha^{E_g}$ [eV/K]	$\beta^{E_g}$ [K]
4 – 200	3,265	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$1,05 \cdot 10^3$
4 – 600	3,265	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^5$
300 – 700	3,342	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0

**Tabelle 2.1:** Abschnittsweise gültige Parameterwerte zur Temperaturabhängigkeit der Bandlücke  $E_g(T)$  nach Gleichung (2.21)

Alle Simulationen der vorliegenden Arbeit werden mit Parametern im Temperaturbereich 300 – 700 K ausgeführt. In Abbildung 2.1 ist die Bandlücke in Abhängigkeit der Temperatur gezeigt.

Die Zustandsdichte im Leitungsband  $N_C$  und die Zustandsdichte im Valenzband  $N_V$  ergeben sich durch die bereits genannte „Effektivmassen-Näherung“ (d.h. lokale parabolische Approximation der Bandstruktur) [24].

$$N_C = 2M_C \left( \frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.22)$$

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.23)$$

Dabei sind  $M_C$  die Anzahl der äquivalenten Minima im Leitungsband,  $m_e^*$  die effektive Elektronenmasse der Zustandsdichte

$$m_e^* = (m_{M\Gamma} \cdot m_{MK} \cdot m_{ML})^{1/3} \quad (2.24)$$

$m_{M\Gamma}$ [ $m_0$ ]	$m_{MK}$ [ $m_0$ ]	$m_{ML}$ [ $m_0$ ]	$m_e^*$ [ $m_0$ ]	$M_C$	$m_h^*$ [ $m_0$ ]
0,58	0,31	0,33	0,39	3	0,82

**Tabelle 2.2:** Parameterwerte zu Bestimmung der effektive Zustandsdichten  $N_C$  und  $N_V$  nach den Gleichungen (2.22), (2.23) und (2.24)

mit den Teilmassen  $m_{M\Gamma}$ ,  $m_{MK}$  und  $m_{ML}$ <sup>2</sup> und  $m_p^*$  die effektive Löchermasse der Zustandsdichte [25]. Die in dieser Arbeit verwendeten Parameterwerte der effektiven Massen sind in Tabelle 2.2 gezeigt. Damit ergeben sich die Zustandsdichten zu

$$N_C(T) = 1,84 \cdot 10^{19} \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{1,5} \text{ cm}^{-3} \quad (2.25)$$

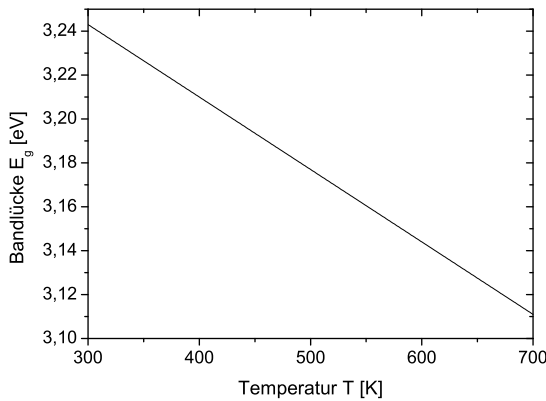
und

$$N_V(T) = 1,87 \cdot 10^{19} \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{1,5} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.26)$$

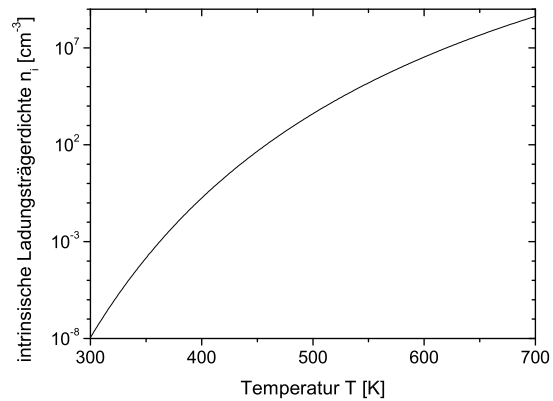
Die intrinsische Ladungsträgerdichte  $n_i(T)$  berechnet sich gemäß der Boltzmann-Statistik zu

$$n_i(T) = \sqrt{N_C(T)N_V(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (2.27)$$

Die Abhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_i$  von der Temperatur ist in Abbildung 2.2 dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Temperaturabhängigkeit der Bandlücke



**Abbildung 2.2:** Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte

Das diskrete Energieniveau der Dotieratome weitet sich bei hohen Dotierkonzentrationen auf, so dass ein Energieband entsteht. Bei sehr hohen Dotierkonzentrationen kann es zu einer Überlappung von Valenz- und Leitungsband sowie dem aufgeweiteten Energieband der Dotieratome kommen. Dieser Effekt wird phänomenologisch

<sup>2</sup> Die  $MT$ -Richtung bezieht sich auf Elektronenbewegungen parallel zur  $c$ -Achse. Die Richtungen  $MK$  und  $ML$  liegen in der Ebene senkrecht zur  $c$ -Achse.



Typ	$C_\nu^{BGN}$ [eV]	$N_\nu^{BGN}$ [cm <sup>-3</sup> ]
$n$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{17}$
$p$	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{17}$

**Tabelle 2.3:** Parameterwerte zur Verringerung der Bandlücke bei hohen Dotierkonzentrationen nach Gleichung (2.28)

durch eine scheinbare Verringerung der Bandlücke (Bandgap-Narrowing (BGN)) modelliert [26, 27]. In den hoch dotierten Emitttern von 4H-SiC-Bauelementen wird auf dieses Modell zurückgegriffen.

$$\Delta E_g = C_\nu^{BGN} \cdot \left( \ln \frac{N_D + N_A}{N_\nu^{BGN}} + \sqrt{\ln^2 \frac{N_D + N_A}{N_\nu^{BGN}} + \frac{1}{2}} \right) \quad (2.28)$$

Die Parameter  $C_\nu^{BGN}$  und  $N_\nu^{BGN}$  für n-Typ- und p-Typ-4H-SiC sind in Tabelle 2.3 aufgeführt [28, 29]. Die Verringerung der Bandlücke führt zu einer Erhöhung der intrinsischen Ladungsträgerdichte. Die effektive intrinsische Ladungsträgerdichte  $n_{i,eff}$  ergibt sich zu<sup>3</sup>

$$n_{i,eff} = n_i \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right). \quad (2.29)$$

### 2.2.2 Beweglichkeit der freien Ladungsträger

Die Beweglichkeit von Ladungsträgern ist definiert als Proportionalitätsfaktor zwischen der statistisch gemittelten Ensemblesgeschwindigkeit dieser Ladungsträger und dem wirkenden elektrischen Feld:

$$\vec{v}_\nu = \pm \mu_\nu \vec{E}; \quad \mu_\nu > 0 \quad (\nu = n, p) \quad (2.30)$$

Die Ladungsträger werden einerseits in dem einwirkenden Feld beschleunigt, andererseits durch auftretende Streuung an Gitterphononen, ionisierten Störstellen und anderen Ladungsträgern umgelenkt und abgebremst. Daher ist die Beweglichkeit von der Gittertemperatur, der Konzentration der ionisierten Störstellen und der Trägerdichte selbst abhängig. Bei geringen Dotierkonzentrationen wird die Streuung der Ladungsträger hauptsächlich durch Phononen verursacht, deren Zahl mit höheren Temperaturen zunimmt. Für hohe Dotierkonzentrationen überwiegt die Streuung an ionisierten Dotieratomen. In bipolaren Bauelementen werden im Durchlass viele Elektronen und Löcher in die Basisregion injiziert, so dass sich die Ladungsträger auch aneinander streuen (Träger-Träger-Streuung). Die effektive Beweglichkeit

---

<sup>3</sup> Dabei ist zu beachten, dass die in Gleichung (2.29) angewendete Boltzmann-Statistik bei hohen Dotierungen nur eingeschränkte Gültigkeit besitzt, was durch einen weiteren Korrekturfaktor („Entartungsfaktor“) berücksichtigt werden muss.

nimmt also mit zunehmender Injektion ab. Für hohe elektrische Feldstärken tritt zudem eine Sättigung der Ladungsträgergeschwindigkeiten auf, d.h.  $\mu_\nu(E)$  geht mit  $1/|\vec{E}|$  gegen Null. Bei hexagonalem SiC ist Gleichung (2.30) überdies als tensorieller Zusammenhang zu lesen (vergleiche Abschnitt 2.1).

Es gibt eine große Anzahl von Modellen zur phänomenologischen Beschreibung der Ladungsträgerbeweglichkeit, von denen die meisten empirisch aus Messwerten gewonnen sind. Ein Ansatz eines von Phononen, ionisierten Dotierkonzentrationen und Ladungsträgerdichten bestimmten Beweglichkeitsmodells liegt in der Überlagerung der einzelnen Streuprozesse mit Hilfe der Matthiessen-Regel:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{ac}} + \frac{1}{\mu_{imp}} + \frac{1}{\mu_{cc}} \quad (2.31)$$

In Gleichung (2.31) ist  $\mu_{ac}$  der Anteil der Beweglichkeit, der durch Streuung an akustischen Phononen,  $\mu_{imp}$  der Anteil, der durch Streuung an ionisierten Störstellen, und  $\mu_{cc}$  der Anteil, der durch freie Ladungsträgerstreuung hervorgerufen wird. Bedingung zur Anwendbarkeit der Matthiessen-Regel ist die statistische Unabhängigkeit der einzelnen Streuprozesse. Diese Unabhängigkeit ist insbesondere hinsichtlich der freien Ladungsträgerstreuung umstritten.

Im Folgenden werden zwei Beweglichkeitsmodelle diskutiert: Das empirisch gewonnene Caughey-Thomas-Modell und das auf dem Massetti-Modell [30] aufbauende Bologna-Modell.

### Caughey-Thomas-Modell

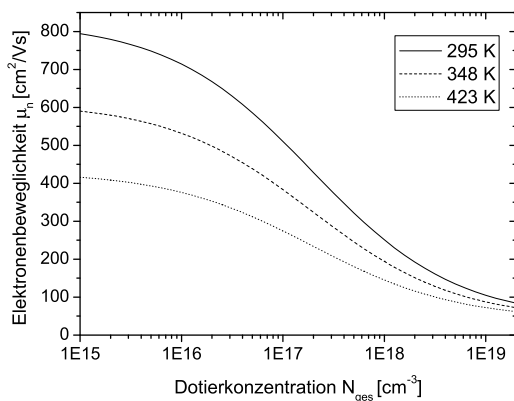
In [31] ist empirisch eine Formel in Abhängigkeit der Dotierung und Temperatur hergeleitet, um in Silizium gemessene Beweglichkeiten zu beschreiben.

$$\mu_\nu^{CT} = \mu_\nu^{min} + \frac{\mu_\nu^{max,300K} \left(\frac{T}{300\text{ K}}\right)^{\alpha_\nu^{CT}} - \mu_\nu^{min}}{1 + \left(\frac{N_D + N_A}{N_\mu^{CT}}\right)^{\gamma_\nu^{CT}}} \quad (2.32)$$

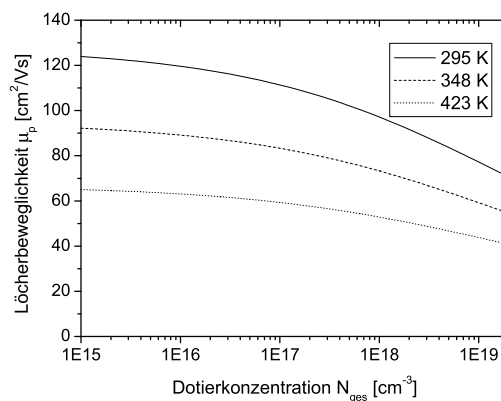
Der Parameter  $\mu_\nu^{min}$  beschreibt die Ladungsträgerbeweglichkeit bei hohen Dotierkonzentrationen und der Parameter

$$\mu_\nu^{max}(T) = \mu_\nu^{max,300K} \left(\frac{T}{300\text{ K}}\right)^{\alpha_\nu^{CT}} \quad (2.33)$$

die temperaturabhängige Beweglichkeit für niedrige Dotierkonzentrationen. Die Träger-Träger-Streuung wird in diesem Modell vernachlässigt. Bei den in dieser Arbeit betrachteten bipolaren 4H-SiC-Dioden bleiben die Ladungsträgerkonzentrationen im schwach dotierten Bereich eher gering, so dass für die Diskussion dieser Bauelemente durch die Vernachlässigung der Träger-Träger-Streuung kein erheblicher Fehler gemacht wird. Da dieses Modell für Silizium abgeleitet ist, ist eine Abhängigkeit von der Gesamtdotierung und nicht vom ionisierten Teil der Gesamtdotierung



**Abbildung 2.3:** Elektronenbeweglichkeit parallel zur  $c$ -Achse in Abhängigkeit der Gesamtdotierung für Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C



**Abbildung 2.4:** Löcherbeweglichkeit parallel zur  $c$ -Achse in Abhängigkeit der Gesamtdotierung für Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C

modelliert.<sup>4</sup> Durch die empirische Form dieses Modells bleiben die physikalischen Ursachen der Abhängigkeiten, wie Streuung an Gitterschwingungen und Streuung an ionisierten Störstellen, hinter der mathematischen Form der Beschreibung verborgen. Weiter ist seine Gültigkeit für hohe Temperaturen umstritten. Dennoch ist dieses Modell für die Berechnung der Beweglichkeit in 4H-SiC weit verbreitet [32, 33]. In dieser Arbeit werden für die Beweglichkeiten parallel zur  $c$ -Achse die Parameterwerte aus Tabelle 2.4 verwendet. Mit diesen Parameterwerten ergeben sich die in den Abbildungen 2.3 und 2.4 in Abhängigkeit der Gesamtdotierung  $N_{ges}$  dargestellten Beweglichkeiten. Der Parameter  $\mu_n^{max,300K}$  ist auf die Technologie der hier untersuchten Dioden kalibriert (siehe Abschnitt 2.3). In demselben Abschnitt wird deutlich, dass die Temperaturabhängigkeit dieses Modells in dem betrachteten Temperaturbereich  $300\text{ K} \leq T \leq 423\text{ K}$  sehr gut mit dem gemessenen Verhalten der bipolaren 4H-SiC-Dioden übereinstimmt.

$\nu$	$\mu_\nu^{min}$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	$\mu_\nu^{max,300K}$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	$N_\nu^{CT}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$\alpha_\nu^{CT}$	$\gamma_\nu^{CT}$
$n$	40	800	$1,94 \cdot 10^{17}$	-1,8	0,61
$p$	15,9	124	$1,76 \cdot 10^{19}$	-1,8	0,34

**Tabelle 2.4:** Parameterwerte zum Caughey-Thomas-Modell nach Gleichung (2.32), parallel zur  $c$ -Achse

## Bologna-Modell

In dem im Rahmen eines groß angelegten europäischen Forschungsprojekts vor einigen Jahren entwickelten Beweglichkeitsmodell, dem sogenannten Bologna-Modell,

<sup>4</sup> In Silizium sind bei Raumtemperatur nahezu alle Dotieratome ionisiert.

sind die Mängel des einfachen Caughy-Thomas-Modells behoben [34, 35, 36]. Zum einen werden die verschiedenen Streuquerschnitte von anziehenden und abstoßenden Störstellen durch eine getrennte Betrachtung von Donatoren und Akzeptoren berücksichtigt. Zum anderen wird die Temperaturabhängigkeit der Parameter, die die Dotierabhängigkeit der Beweglichkeit beschreiben, neu modelliert, um die Temperaturabhängigkeit für verschiedene Dotierkonzentrationen zu verbessern. Der formelmäßige Zusammenhang lautet für jede der beiden Trägersorten (der Index  $\nu$  ist unterdrückt):

$$\begin{aligned} \mu_b(N_D, N_A, T) = & \mu_0(N_D, N_A, T) + \frac{\mu_L(T) + \mu_0(N_D, N_A, T)}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{r1}(T)}\right)^{\alpha_1} + \left(\frac{N_A}{C_{r2}(T)}\right)^{\alpha_2}} \\ & - \frac{\mu_1(N_D, N_A, T)}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{s1}(T)} + \frac{N_A}{C_{s2}(T)}\right)^{-2}} \end{aligned} \quad (2.34)$$

mit

$$\mu_L(T) = \mu_{max}^B \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{-\gamma^B + c(T/300 \text{ K})} \quad (2.35)$$

$$\mu_0(N_D, N_A, T) = \frac{\mu_{0,d} N_D + \mu_{0,a} N_A}{N_D + N_A} \quad (2.36)$$

$$\mu_1(N_D, N_A, T) = \frac{\mu_{1,d} N_D + \mu_{1,a} N_A}{N_D + N_A} \quad (2.37)$$

Bisher wurde dieses Modell ausschließlich für Silizium-Bauteile verwendet. Die Parameterwerte für Silizium finden sich in der Literatur. Trotz seiner besseren physikalischen Modellierung kann das Bologna-Modell bisher in Ermangelung der relevanten Parameterwerte für SiC nicht eingesetzt werden. Für den Einsatz in SiC-Simulationen müssen zudem die Dotierkonzentrationen  $N_D$  und  $N_A$  in den Gleichungen (2.34) bis (2.37) zur Modellierung der Streuung an ionisierten Störstellen teilweise durch ihre ionisierten Anteile  $N_D^+$  und  $N_A^-$  ersetzt werden.

### Sättigung der Beweglichkeit

Die Aufheizung der Ladungsträger durch hohe elektrische Felder führt zu einer Sättigung ihrer Driftgeschwindigkeit. Zwischen der Ladungsträgergeschwindigkeit und dem elektrischen Feld besteht für hohe elektrische Felder somit ein nichtlinearer Zusammenhang, der asymptotisch wie  $1/|E|$  verlaufen muss. Modelliert wurde dies von Canali durch eine von dem elektrischen Feld abhängige Beweglichkeit [37].

$$\mu_\nu^{high} = \frac{\mu_\nu^{low}}{\left( 1 + \left( \frac{\mu_\nu^{low} \cdot |\vec{E} \cdot \vec{j}_\nu|}{v_\nu^{sat}} \right)^{\alpha_\nu^{sat}} \right)^{\frac{1}{\alpha_\nu^{sat}}}} \quad (2.38)$$

mit

$$v_{\nu}^{sat}(T) = v_{\nu,0}^{sat} \cdot \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{\delta_{\nu}^{sat}} \quad (2.39)$$

$$\alpha_{\nu}^{sat}(T) = \alpha_{\nu,0}^{sat} \cdot \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{\beta_{\nu}^{sat}} \quad (2.40)$$

Der Wert für  $\mu_{\nu}^{low}$  entspricht dem Wert der entsprechenden Ladungsträgerbeweglichkeit bei geringer Feldstärke. Die Werte für die anderen Parameter der Gleichungen (2.38) bis (2.40) ergeben sich für 4H-SiC aus experimentellen Daten [38] und Monte-Carlo-Simulationen [39] und sind in Tabelle 2.5 aufgeführt. Bisher existieren keine zuverlässigen Daten für die elektrische Feldabhängigkeit der Löcherbeweglichkeit.

$\nu$	$v_{\nu,0}^{sat}$ [cm/s]	$\alpha_{\nu}^{sat}$	$\delta_{\nu}^{sat}$	$\beta_{\nu}^{sat}$
$n$	$1,8 \cdot 10^7$	1,2	-0,44	1

**Tabelle 2.5:** Parameterwerte zur Sättigungsgeschwindigkeit parallel zur c-Achse bei hohen Feldstärken nach Gleichung (2.38) bis (2.40)

### Anisotropie der Beweglichkeit

Die hexagonale Kristallstruktur von 4H-SiC führt zu Anisotropie in der Beweglichkeit. Die Beweglichkeiten senkrecht und parallel zur c-Achse unterscheiden sich. Dabei wurde in [40, 41] für die Anisotropie der Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten

$$\frac{\mu_{n,\perp}}{\mu_{n,\parallel}} = 0,8 \quad (2.41)$$

$$\frac{\mu_{p,\perp}}{\mu_{p,\parallel}} = 1 \quad (2.42)$$

und in [39] für die Anisotropie der Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen

$$\frac{v_{n,\perp}^{sat}}{v_{n,\parallel}^{sat}} = 1,16 \quad (2.43)$$

gefunden.

### 2.2.3 Nettogeneration der Ladungsträger

In die Bilanzgleichungen (2.2) und (2.3) geht auf der rechten Seite die Nettogenerationsrate ( $G - R$ ) ein. Prinzipiell gib es drei relevante Rekombinationsmechanismen: die Band-zu-Band-Rekombination, die Shockley-Read-Hall- (SRH-) und die

Auger-Rekombination. 4H-SiC ist ein indirekter Halbleiter, und daher müssen bei der Band-zu-Band-Rekombination mehrere Phonon beteiligt sein, um den Impulserhaltungssatz zu erfüllen. Die Wahrscheinlichkeit für direkte Band-zu-Band-Rekombination ist demnach sehr klein, direkte Band-zu-Band-Rekombination kann daher vernachlässigt werden.

In 4H-SiC-Bauelementen gibt es damit nur zwei relevante Rekombinationsmechanismen, die SRH- und die Auger-Rekombination. Die effektive Ladungsträgerlebensdauer ist dabei durch

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau^{SRH}} + \frac{1}{\tau^{Au}} \quad (2.44)$$

gegeben [42]. Da Stoßionisation als Prozess zur Generation von Ladungsträgern im Vorwärtsbetrieb einer pin-Diode vernachlässigt werden kann, wird sie an dieser Stelle nicht weiter diskutiert.

### Shockley-Read-Hall-Rekombination

Die Theorie zu diesem Mechanismus geht auf [43, 44] zurück. Voraussetzung für Elektron-Loch-Generation und -Rekombination nach dem SRH-Prinzip ist das Vorhandensein von tiefen Störstellen (Haftstellen, englisch: Traps) in der Bandlücke. Die wichtigsten Störstellen für 4H-SiC wurden in [45] untersucht. Prinzipiell ist es möglich, die Elektronen-Übergänge zeitaufgelöst zu simulieren, sofern die Einfangsquerschnitte, Energieniveaus und Konzentrationen der einzelnen Störstellen bekannt sind. Das ist sehr aufwändig und für die meisten Untersuchungen nicht notwendig, da auf der für das elektrische Schaltverhalten maßgeblichen Zeitskala nur die quasi-stationäre Nettorekombination relevant ist. Mit den Lebensdauern  $\tau_{\nu}^{SRH}$  fasst man die SRH-Generations- und Rekombinationsvorgänge, bei denen eine Vielzahl unterschiedlicher Haftstellen beteiligt sind, zu einer Nettorekombinationsrate zusammen:

$$R^{SRH} = \frac{np - n_{i,eff}^2}{\tau_p^{SRH}(n + n_1^{SRH}) + \tau_n^{SRH}(p + p_1^{SRH})} \quad (2.45)$$

Die Scharfetter-Relation, die besagt, dass  $\tau_{\nu}^{SRH}$  eine Funktion der Gesamtdotierung ist, findet in diese Arbeit wegen ihrer fraglichen physikalischen Begründung keinen Eingang. Die Ladungsträgerlebensdauern  $\tau_{\nu}^{SRH}$  sind eine Funktion der Temperatur. Bei Leistungsbaulementen nimmt  $\tau_{\nu}^{SRH}$  typischerweise mit der Temperatur zu. Die für Silizium bekannte empirische Beziehung

$$\tau_n^{SRH} = 5\tau_p^{SRH} \quad (2.46)$$

wird auch für 4H-SiC verwendet [46].

Die SRH-Ladungsträgerlebensdauern hängen stark von der Herstellungstechnologie ab. Daher ist es nicht möglich, einen allgemein gültigen Wert für die SRH-Ladungsträgerlebensdauern anzugeben. Die Ladungsträgerlebensdauern sind für jede Technologie neu zu kalibrieren (siehe Abschnitt 2.3).

### Auger-Rekombination

Bei diesem Rekombinationsvorgang ist ein dritter Ladungsträger beteiligt, um die bei der Rekombination frei werdende Energie und den Impulsübertrag aufzunehmen. Das dritte Teilchen kann hierbei ein Elektron oder ein Loch sein. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist umso höher, je größer die Ladungsträgerkonzentrationen sind. In Gleichung (2.47) ist der Prozess physikalisch modelliert.

$$R^{Au} = (C_n^{Au}n + C_p^{Au}p)(np - n_{i,eff}^2) \quad (2.47)$$

In n- oder p-Typ-Gebieten mit niedriger Injektion ergibt sich die Minoritätsträgerlebensdauer  $\tau_\nu^{Au}$  durch Linearisierung von Gleichung (2.47) zu [47]

$$\tau_p^{Au} = \frac{1}{C_n^{Au}n^2} \quad (2.48)$$

oder

$$\tau_n^{Au} = \frac{1}{C_p^{Au}p^2}. \quad (2.49)$$

In Gebieten mit Hochinjektion ( $n \approx p \gg N_D^+, N_A^-$ ) ergibt sich die Hochinjektions-Auger-Lebensdauer zu

$$\tau_{HL}^{Au} = \frac{1}{(C_n^{Au} + C_p^{Au})p^2}. \quad (2.50)$$

In [48, 49] sind für 4H-SiC  $C_n^{Au} + C_p^{Au} = 7 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$  und  $C_p^{Au} = (5 \pm 1) \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$  gemessen worden. Für die Simulationen in dieser Arbeit werden daher die Werte aus Tabelle 2.6 verwendet. Die Auger-Rekombination ist für die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  gemäß der Gleichung (2.44) insbesondere in den hoch dotierten Gebieten von 4H-SiC-Bauelementen relevant.

$\nu$	$C_\nu^{Au} [\text{cm}^6/\text{s}]$
$n$	$2 \cdot 10^{-31}$
$p$	$5 \cdot 10^{-31}$

**Tabelle 2.6:** Parameterwerte zur Auger-Rekombination nach Gleichung (2.47)

#### 2.2.4 Unvollständige Ionisierung der Dotieratome

In 4H-SiC liegen die Energieniveaus der Dotieratome im Vergleich zu Silizium relativ weit im Inneren der Bandlücke. Ihre Ionisierungsenergien  $\Delta E_{Dot}$  sind relativ groß verglichen mit  $kT$  bei Raumtemperatur ( $kT(300K) = 26 \text{ meV}$ ). Daher muss auch bei Raumtemperatur die unvollständige Ionisierung der Dotieratome beachtet werden.

### Unvollständige Ionisierung für mäßige Dotierkonzentrationen

Als Dotieratome kommen für 4H-SiC zur n-Dotierung Stickstoff (N), Phosphor (P) und Arsen (As) und zur p-Dotierung Aluminium (Al), Bor (B) und Gallium (Ga) in Betracht. Tatsächlich wird hauptsächlich Aluminium als Akzeptor und Stickstoff als Donator verwendet. Aluminium hat verglichen mit den anderen potentiellen Akzeptoratomen die kleinste Ionisierungsenergie mit  $\Delta E_A = 200$  meV bei Raumtemperatur für geringe Dotierkonzentrationen. Sein Degenerationskoeffizient  $g_{Al}$  beträgt 2. Aluminium besetzt im 4H-SiC-Gitter die Silizium- und Stickstoff die Kohlenstoffplätze. Für die Ionisierungsenergie des Dotieratoms ist auch die Umgebung des Gitterplatzes entscheidend. Für Stickstoff werden Gitterplätze mit hexagonaler (h) und kubischer (k) Umgebung unterschieden.

$$N_D = N_{D,h} + N_{D,k} \quad (2.51)$$

Das Verhältnis von  $N_{D,h} : N_{D,k}$  beträgt 1. Bei Raumtemperatur beträgt die Ionisierungsenergie von Stickstoff mit hexagonaler Umgebung für geringe Dotierkonzentrationen  $\Delta E_{N,h} = 50$  meV, die für kubische Umgebung ist  $\Delta E_{N,k} = 90$  meV. Die gesamte ionisierte Stickstoffdichte ergibt sich durch Superposition der ionisierten Anteile beider Typen  $N_h$  und  $N_k$ .

$$N_D^+ = N_{D,h}^+ + N_{D,k}^+ \quad (2.52)$$

In der Simulation wird nicht zwischen den verschiedenen Kristallumgebungen unterschieden. Dafür wird für die gesamte Stickstoffkonzentration  $N_D$  eine effektive Ionisierungsenergie  $\Delta E_{N,eff}$  angenommen. Die effektive Ionisierungsenergie  $\Delta E_{N,eff}$  ist in [50, 51] für Raumtemperatur bestimmt worden. Die effektive ionisierte Stickstoffdichte  $N_{D,eff}^+$  ist geringer als die tatsächliche  $N_D^+$ . Dabei ist die Abweichung für höhere Dotierkonzentrationen und höhere Temperaturen größer.

Der Degenerationskoeffizient von Stickstoff  $g_N$  beträgt 2. Die elektrischen Eigenschaften der Dotieratome Stickstoff und Aluminium sind in Tabelle 2.7 zusammengefasst.

	$\Delta E_{Dot}$ [meV]	$g_{Dot}$
N	h: 50, k: 90, eff: 75	2
Al	200	2

**Tabelle 2.7:** Eigenschaften der Dotieratome Stickstoff (N) und Aluminium (Al)

### Unvollständige Ionisierung für hohe Dotierkonzentrationen

Für hohe Dotierkonzentrationen weiten sich die Energieniveaus der Dotieratomcluster zu Bändern auf. Damit verringert sich die benötigte Ionisierungsenergie.



Dieser Effekt ist in [52, 53, 54] für Silizium empirisch modelliert worden. Ein einfacheres mathematisches Modell, auch gültig für 4H-SiC, ist in [55, 56] beschrieben. Die Ionisierungsenergie der Dotieratomcluster nimmt mit steigender Gesamtdotierkonzentration  $N_{ges} = N_D + N_A$  ab, bis ein kritischer Schwellwert  $N_{Dot,krit}$  erreicht ist:

$$\Delta E_{Dot}(N_{Dot}) = \begin{cases} \Delta E_0 - \alpha_{Dot} N_{ges}^{1/3} & \text{für } N_{ges} < N_{Dot,krit} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.53)$$

Die Werte  $\Delta E_0$  stehen für die bei niederen Dotierkonzentrationen benötigten Ionisierungsenergien. Werte für  $\alpha_N$  findet man in der Literatur bei [57, 58] und für  $\alpha_{Al}$  bei [55, 56, 59]. In der vorliegenden Arbeit werden die Werte aus Tabelle 2.8 verwendet.<sup>5</sup>

	$\alpha_{Dot}$ [meV cm]	$N_{Dot,krit}$ [cm <sup>-3</sup> ]
N	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{19}$
Al	$2,947 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{20}$

**Tabelle 2.8:** Parameterwerte zur unvollständigen Ionisierung von Dotieratomen bei hohen Dotierkonzentrationen nach Gleichung (4.6)

Die Abbildungen 2.5 und 2.7 zeigen den Einfluss der Clusterbildung der Dotieratome auf den Ionisationsgrad für Stickstoff und Aluminium im thermodynamischen Gleichgewicht bei Raumtemperatur. Für Dotierkonzentrationen über  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> kann das Aufweiten der Energieniveaus der Dotieratome offensichtlich nicht mehr vernachlässigt werden.

### Unvollständige Ionisierung im thermodynamischen Gleichgewicht

Die Ionisationsgrade sind bereits allgemein in den Gleichungen (2.17) und (2.18) abgeleitet worden. Im Falle des thermodynamischen Gleichgewichts mit  $n p = n_i^2$  und der zusätzlichen Bedingung der Ladungsneutralität  $n + N_A^- = p + N_D^+$  vereinfachen sich die Gleichungen zu

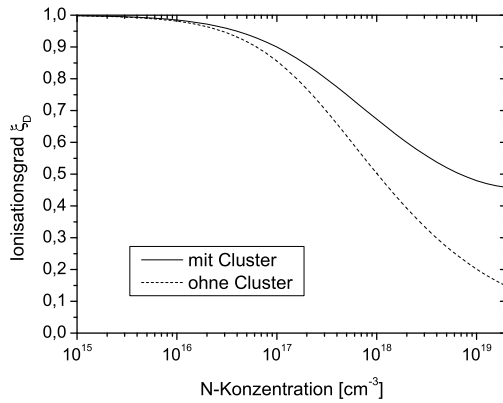
$$\xi_D = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4g_D \frac{N_D}{N_C} \exp\left(\frac{\Delta E_D}{kT}\right)}}{2g_D \frac{N_D}{N_C} \exp\left(\frac{\Delta E_D}{kT}\right)} \quad (2.54)$$

und

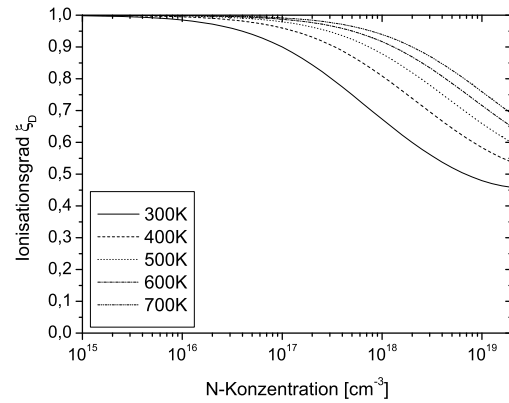
$$\xi_A = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4g_A \frac{N_A}{N_V} \exp\left(\frac{\Delta E_A}{kT}\right)}}{2g_A \frac{N_A}{N_V} \exp\left(\frac{\Delta E_A}{kT}\right)}. \quad (2.55)$$

---

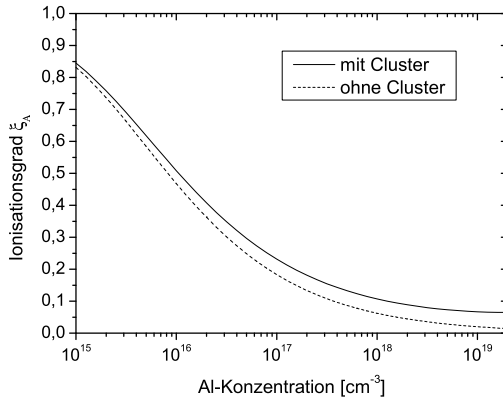
<sup>5</sup> Die Werte für die kritische Dotierkonzentration  $N_{Dot,krit}$  sind in dieser Arbeit aus der Bedingung  $\Delta E_{Dot} \geq 0$  abgeleitet.



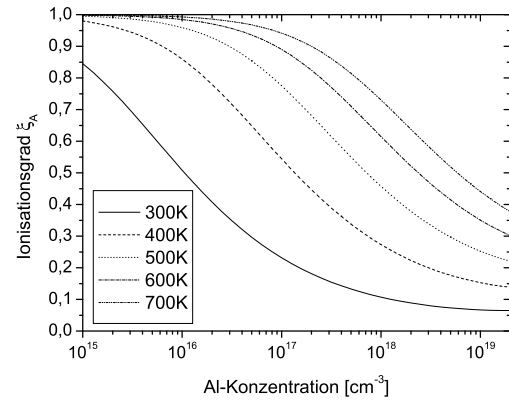
**Abbildung 2.5:** Ionisationsgrad von Stickstoff im thermodynamischen Gleichgewicht bei 300 K ohne Beachtung der Cluster und mit Beachtung der Cluster



**Abbildung 2.6:** Ionisationsgrad von Stickstoff im thermodynamischen Gleichgewicht unter Beachtung der Clusterbildung für  $300 \text{ K} \leq T \leq 700 \text{ K}$



**Abbildung 2.7:** Ionisationsgrad von Aluminium im thermodynamischen Gleichgewicht bei 300 K ohne Beachtung der Cluster und mit Beachtung der Cluster



**Abbildung 2.8:** Ionisationsgrad von Aluminium im thermodynamischen Gleichgewicht unter Beachtung der Clusterbildung für  $300 \text{ K} \leq T \leq 700 \text{ K}$

In den Abbildungen (2.6) und (2.8) ist der Ionisationsgrad im thermodynamischen Gleichgewicht unter Beachtung der Dotieratomcluster für hohe Dotierkonzentrationen für Stickstoff und Aluminium bei unterschiedlichen Temperaturen veranschaulicht. Mit steigenden Temperaturen wächst der Ionisationsgrad, da die thermische Energie  $kT$  in die Nähe der Ionisierungsenergie  $\Delta E_{Dot}$  rückt. Höhere Dotierkonzentrationen führen zu einer Verringerung des Ionisationsgrads. Der Ionisationsgrad von Stickstoff ist wegen seiner geringeren Ionisierungsenergie dabei wesentlich höher als der von Aluminium.

### 2.2.5 Wärmegeneration

Während des Betriebs eines Bauelements treten drei hauptsächliche Wärmegenerationsmechanismen auf: Joulesche Wärme, Rekombinationswärme und Peltier/Thomson-Wärme [19].

- Die Joulesche Wärme  $H_{Joule}$  ergibt sich aus:

$$H_{Joule} = \frac{\vec{j}_n^2}{qn\mu_n} + \frac{\vec{j}_p^2}{qp\mu_p} \quad (2.56)$$

Durch diese Darstellung ist sichergestellt, dass unabhängig von der Stromrichtung und der Richtung des elektrischen Feldes die berechnete Joulesche Wärme ein positives Vorzeichen besitzt. Bei reinem isothermen Driftstrom ergibt sich der vereinfachte Ausdruck

$$H_{Joule} = (\vec{j}_n + \vec{j}_p) \cdot \vec{E}. \quad (2.57)$$

- Die Rekombinationswärme  $H_{Rek}$  lässt sich in quasi-stationärer Näherung darstellen als:

$$H_{Rek} = q(R - G)(\varphi_p + TP_p - \varphi_n - TP_n) \quad (2.58)$$

- Die Peltier/Thomson-Wärme  $H_{Peltier/Thomson}$  wird beschrieben durch:

$$H_{Peltier/Thomson} = -\vec{j}_n T \vec{\nabla} P_n - \vec{j}_p T \vec{\nabla} P_p \quad (2.59)$$

Den Anteil, der auf einen Stromfluss über einen Temperaturgradienten zurückgeführt werden kann, nennt man Thomson-Wärme  $H_{Thomson}$ :

$$H_{Thomson} = -T \vec{j}_n \left( \frac{\partial P_n}{\partial T} \right)_{n,p} \vec{\nabla} T - T \vec{j}_p \left( \frac{\partial P_p}{\partial T} \right)_{n,p} \vec{\nabla} T \quad (2.60)$$

Die Peltier-Wärme  $H_{Peltier}$  wird von Stromflüssen über einen Gradienten des jeweiligen Seebeck-Koeffizienten unter isothermischen Bedingungen hervorgerufen.

$$H_{Peltier} = -T \vec{j}_n \left( \frac{\partial P_n}{\partial n} \right)_{T,p} \vec{\nabla} n - T \vec{j}_p \left( \frac{\partial P_p}{\partial p} \right)_{T,n} \vec{\nabla} p \quad (2.61)$$

- Zusätzlich zu den bisher aufgeführten Wärmegenerationsmechanismen gibt es noch die Wärme  $H_{trans}$ , die durch schnelle transiente Änderungen der Ladungsträgerkonzentrationen entsteht. Verglichen mit den anderen Wärmegenerationsmechanismen ist diese Art der Wärmegeneration bei Leistungsbaulementen zu vernachlässigen.

$$H_{trans} = -q(P_n T + \varphi_n) \frac{\partial n}{\partial t} + q(P_p T + \varphi_p) \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.62)$$

Temperatur- und dotierungsabhängige Seebeck-Koeffizienten  $P_n$  und  $P_p$  sind in [60] für 4H-SiC und 6H-SiC gemessen worden. Der Seebeck-Koeffizient  $P_p$  für p-dotiertes Material ist nur an 6H-SiC gemessen worden. Die gemessene schwache Anisotropie des Seebeck-Koeffizienten  $P_p$  kann vernachlässigt werden. In der Arbeit werden konstante Werte aus Tabelle 2.9 bei 300 K verwendet. Die Peltier/Thomson-Wärme-generation wird in dieser Arbeit als Effekt höherer Ordnung vernachlässigt.

$P_n$ [mV/K]	$P_p$ [mV/K]
-0,6	3,2

**Tabelle 2.9:** Seebeck-Koeffizienten bei 300 K

In Gleichung (2.4) gehen weiter die Wärmekapazität  $c_{th}$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  des Wirtsgitters ein. Beide sind eine Funktion der Temperatur  $T$ .

$$c_{th}(T) = A_C + B_C T + C_C T^2 + D_C T^{-2} \quad (2.63)$$

$$\kappa(T) = \frac{1}{A_\kappa + B_\kappa T + C_\kappa T^2} \quad (2.64)$$

Die Werte für die Parameter der Gleichungen (2.63) und (2.64) sind in den Tabellen 2.10 und 2.11 aufgeführt [61, 62].<sup>6</sup> Diese Parameterwerte sind an 6H-SiC gemessen worden.

	$A_C$ [J/kg K]	$B_C$ [J/kg K <sup>2</sup> ]	$C_C$ [J/kg K <sup>3</sup> ]	$D_C$ [J K/kg]
$c_{th}$	1026	0,201	0	$-3,66 \cdot 10^7$

**Tabelle 2.10:** Parameterwerte zur Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität-Gleichung (2.63)

	$A_\kappa$ [cm K/W]	$B_\kappa$ [cm/W]	$C_\kappa$ [cm/W K]
$\kappa$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,75 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$

**Tabelle 2.11:** Parameterwerte zur Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit-Gleichung (2.64)

Bei 300 K ergeben sich mit obigen Parameterwerten  $c_{th}(300 \text{ K})_{6H-SiC} = 680 \text{ J/kg K}$  und  $\kappa(300 \text{ K})_{6H-SiC} = 4,9 \text{ W/cm K}$ . In der vorliegenden Arbeit werden die Wärmekapazität  $c_{th}$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  jeweils in einem kleinen Temperaturbereich als konstant genähert. Es werden bei 300 K die Werte aus Tabelle 2.12 verwendet.

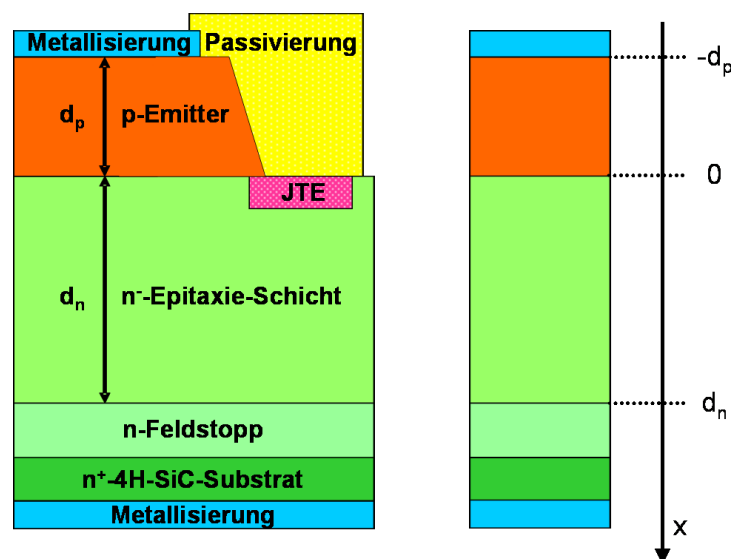
<sup>6</sup> Der Wert für  $c_{th}$  ist in J/kg K angegeben. In der Gleichung (2.4) wird dieser Wert in der Einheit J/cm<sup>3</sup>K benötigt. Dazu muss die Wärmekapazität  $c_{th}$  mit der Dichte  $\rho = 3,2 \text{ g/cm}^3$  multipliziert werden.

	$c_{th,6H-SiC}$ [J/kg K]	$\kappa$ [cm K/W]
300 K	680	3, 7

**Tabelle 2.12:** Verwendete Werte für Wärmekapazität  $c_{th}$  und Wärmekapazität  $\kappa$  bei 300 K

## 2.3 Kalibrierung der Modelle

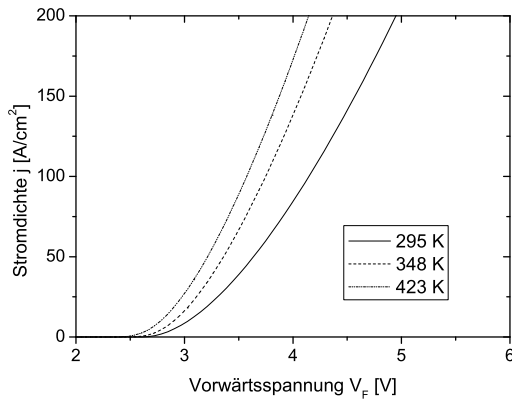
Die Parameter der Beweglichkeitsmodelle und insbesondere des SRH-Modells sind von der verwendeten Herstellungstechnologie der Bauelemente abhängig. Daher ist eine Kalibrierung dieser Parameter notwendig. In dieser Arbeit sind die Parameter anhand der gemessenen Kennlinien von 6,5 kV-4H-SiC-pin-Dioden kalibriert worden [6]. Die Struktur dieser pin-Dioden ist links in der Abbildung 2.9 ersichtlich. Auf einem hoch dotierten 4H-SiC-4°off-Substrat ist ein 15  $\mu\text{m}$  dicker, n-dotierter Feldstopp und eine 70  $\mu\text{m}$  dicke schwach n-dotierte ( $1,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) Schicht<sup>7</sup> epitaktisch aufgewachsen. Der p-Emitter mit einer Dicke von 2  $\mu\text{m}$  und einer Aluminiumkonzentration von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ist ebenfalls epitaktisch aufgewachsen. Rechts in der Abbildung 2.9 ist das vereinfachte Simulationsmodell skizziert. Da in den Simulationen nur eine einzelne Diode in Vorwärtsrichtung untersucht wird, können der Randabschluss (JTE) und die Passivierung vernachlässigt werden.<sup>8</sup> Der pn-Übergang liegt in allen Simulationen und Messungen an der Stelle  $x = 0$ .



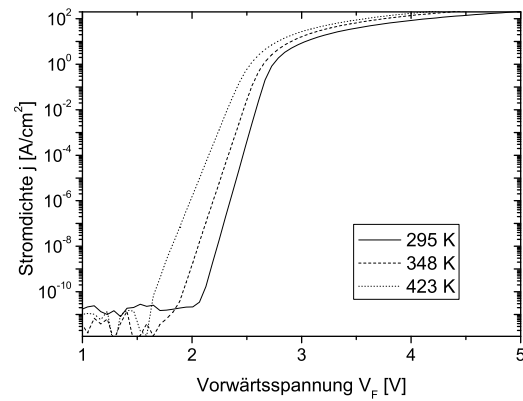
**Abbildung 2.9:** Das Modell der realen pin Diode (links) im Vergleich mit einem für die Simulation vereinfachten Modell (rechts)

<sup>7</sup> Diese Schicht wird auch intrinsische Schicht oder i-Schicht genannt.

<sup>8</sup> Wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wird, fließt der Strom vorwiegend unterhalb der Metallisierung und nicht unterhalb des Bereichs der Passivierung und des Randabschlusses.

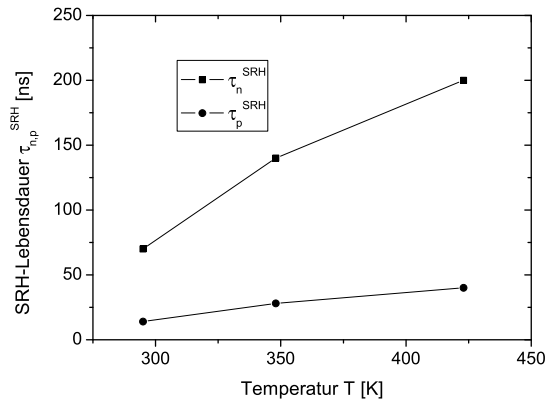


**Abbildung 2.10:** Kalibrierte simulierte Kennlinien der pin-Diode aus Abbildung 2.9 im linearen Maßstab



**Abbildung 2.11:** Kalibrierte simulierte Kennlinien der pin-Diode aus Abbildung 2.9 im logarithmischen Maßstab

In den Abbildungen 2.10 und 2.11 sind im linearen und logarithmischen Maßstab die simulierten und kalibrierten Kennlinien bei Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C dargestellt. Für höhere Temperaturen werden die Kurven zu niedrigeren Spannungen hin geschoben, da die intrinsische Ladungsträgerdichte steigt. Die mit der Temperatur zunehmende Steigung der Kurven ist auf die Erhöhung der SRH-Lebensdauern und der damit einhergehenden Vergrößerung der Diffusionslänge  $L_\nu$  zurückzuführen. Der Effekt der steigenden SRH-Lebensdauern überwiegt hierbei in dem betrachteten Temperaturbereich die Auswirkungen der mit der Temperatur sinkenden Beweglichkeiten ( $L_\nu = \sqrt{D_\nu \tau_\nu} = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_\nu \tau_\nu}$ ).



**Abbildung 2.12:** Kalibrierte SRH-Lebensdauern  $\tau_\nu^{SRH}$

In der Simulation wird aus technischen Gründen ein konstanter Wert für die SRH-Lebensdauern verwendet. Es erweist sich aber, dass es nur möglich ist, mit konstanten SRH-Lebensdauern die I-V-Kurve in allen Bereichen zu kalibrieren, wenn die Parameter  $n_1^{SRH}$  und  $p_1^{SRH}$  höher angesetzt werden als es physikalische Überlegungen nahe legen. Für beide Parameter  $n_1^{SRH}$  und  $p_1^{SRH}$  wird der vergleichsweise hohe Werte  $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  verwendet. Die damit kalibrierten SRH-Lebensdauern  $\tau_\nu^{SRH}$  sind

in Abbildung 2.12 dargestellt. Die kalibrierten SRH-Lebensdauern  $\tau_{\nu}^{SRH}$  steigen in etwa linear mit der Temperatur an. Diese kalibrierten Werte der SRH-Lebensdauer sind wesentlich geringer als sie bei elektrischen Messungen zur Lebensdauerbestimmung in der Driftzone ermittelt worden sind [63, 64]. Die in den elektrischen Messungen vorgestellten Werte beziehen sich allerdings nur auf einen Bereich in der Mitte der schwach dotierten Driftzone. Wie von Levinshtein [65] veröffentlicht wurde, sind in der Umgebung des pn-Übergangs sehr geringe Lebensdauern möglich, die das Verhalten der Diode maßgeblich beeinflussen. Durch die in der Simulation überhöhten Werte für die Parameter  $n_1^{SRH}$  und  $p_1^{SRH}$  werden die vergleichsweise geringen Werte für die SRH-Lebensdauern  $\tau_{\nu}^{SRH}$  in der Simulation in der intrinsischen Schicht kompensiert. Die faktisch in der Simulation wirkenden SRH-Lebensdauern in der intrinsischen Schicht befinden sich damit im Bereich der gemessenen Daten zwischen  $0,7 \mu\text{s}$  und  $1 \mu\text{s}$ .





## 3 Simulation von 4H-SiC-pin-Dioden

### 3.1 Einfluss des p-Emitters auf die Vorwärtscharakteristik

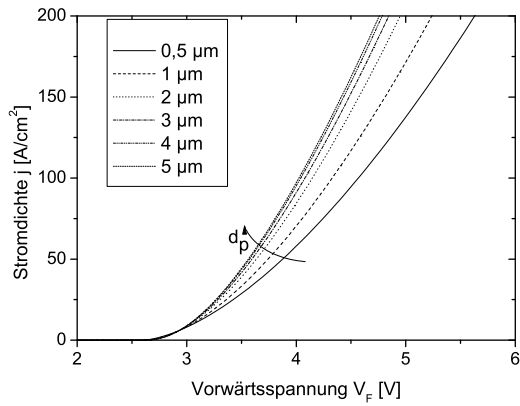
In [6] werden I-V-Messungen von 6,5 kV-4H-SiC-pin-Dioden (Abbildung 2.9) mit verschiedenen p-Emitterdicken  $d_p$  präsentiert. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Dicke des p-Emitters die Vorwärtskennlinien der 4H-SiC-pin-Dioden steiler werden. In den Abbildungen 3.1, 3.3 und 3.5 sind simulierte Kennlinien der vereinfachten Diodenstruktur (siehe rechts in Abbildung 2.9) mit verschiedenen p-Emitterdicken  $d_p$  bei Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C gezeigt. Mit zunehmender p-Emitterdicke werden die Kennlinien steiler. Der Einfluss der p-Emitterdicke  $d_p$  auf die Vorwärtscharakteristik nimmt mit steigender Temperatur ab. In den Abbildungen 3.2, 3.4 und 3.6 sind die Vorwärtsspannungen  $V_F$  in Abhängigkeit der p-Emitterdicke  $d_p$  für 100 A/cm<sup>2</sup> und 200 A/cm<sup>2</sup> bei Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C dargestellt. Bei 100 A/cm<sup>2</sup> ist die Vorwärtsspannung für eine p-Emitterdicke von  $d_p = 0,5 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur um 13,9 %, bei 75 °C um 9,6 % und bei 150 °C um 5,8 % höher als bei einem ausreichend dicken p-Emitter.

#### 3.1.1 Serienwiderstand des p-Emitters

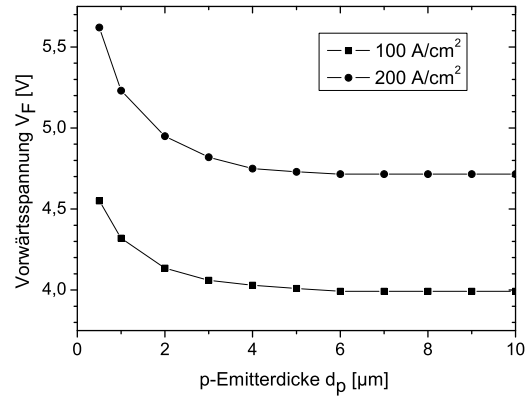
Trotz seiner hohen Löcherdichte hat der p-Emitter wegen seiner hohen Dotierkonzentration und der damit verbundenen geringen Ladungsträgerbeweglichkeit eine relativ geringe Leitfähigkeit  $\sigma$ . Der Widerstand  $R_p$  des p-Emitters ist umso höher, je größer die p-Emitterdicke  $d_p$  gewählt wird.

$$R_p = \frac{d_p}{\sigma_{p,p}A} = \frac{d_p}{\mu_{p,p}N_A^+qA} \quad (3.1)$$

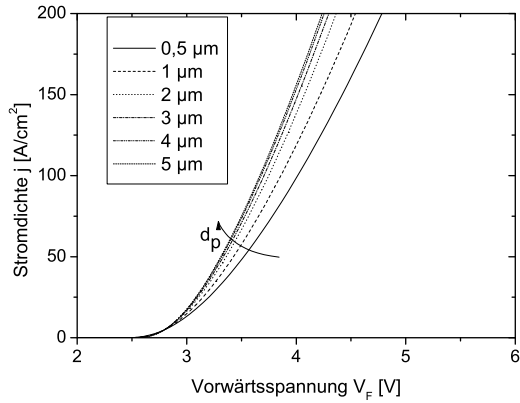
In Gleichung (3.1) zur Bestimmung des Widerstandes  $R_p$  ist  $A$  die Diodenfläche und  $\sigma_{p,p}$  die Löcherleitfähigkeit im p-Emitter. Der Anteil der Elektronenleitfähigkeit im p-Emitter  $\sigma_{n,p}$  ist in Gleichung (3.1) vernachlässigt. Der Widerstand  $R_p$  nimmt mit der Temperatur ab, da der steigende Ionisationsgrad  $\xi_A$  die mit der Temperatur fallende Beweglichkeit überwiegt. Die Spannungsabfälle aufgrund des Serienwiderstands  $R_p$  des hoch dotierten p-Emitters sind in Tabelle 3.1 für Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C aufgeführt. Für Emitterdicken  $0 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$ , Stromdichten  $0 \leq j \leq 200 \text{ A/cm}^2$  und Temperaturen  $T \geq 300 \text{ K}$  kann der durch den Serienwiderstand des p-Emitters verursachte Spannungsabfall vernachlässigt werden.



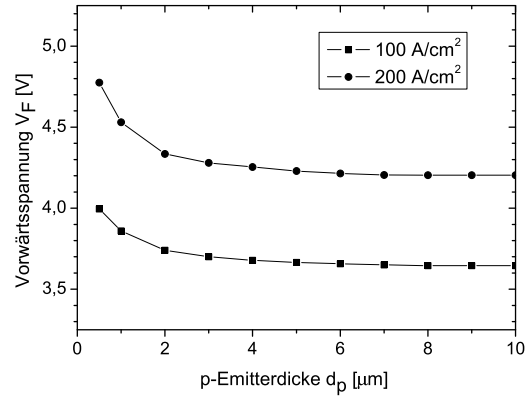
**Abbildung 3.1:** Kennlinien von mehreren 4H-SiC-pin-Dioden mit verschiedenen p-Emitterdicken  $d_p$  bei Raumtemperatur



**Abbildung 3.2:** Vorwärtsspannung  $V_F$  in Abhängigkeit der p-Emitterdicke  $d_p$  für die Stromdichten  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $200 \text{ A/cm}^2$  bei Raumtemperatur



**Abbildung 3.3:** Kennlinien von mehreren 4H-SiC-pin-Dioden mit verschiedenen p-Emitterdicken  $d_p$  bei  $75 \text{ °C}$



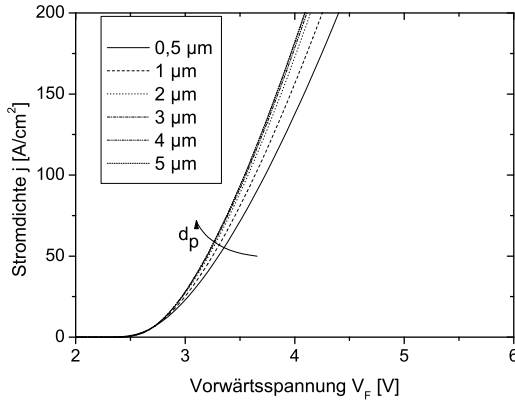
**Abbildung 3.4:** Vorwärtsspannung  $V_F$  in Abhängigkeit der p-Emitterdicke  $d_p$  für die Stromdichten  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $200 \text{ A/cm}^2$  bei  $75 \text{ °C}$

	295 K	348 K	423 K
$\mu_{p,p} [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	70, 64	54, 55	40, 80
$N_A^+ [\text{cm}^{-3}]$	$1,23 \cdot 10^{18}$	$2,16 \cdot 10^{18}$	$4,58 \cdot 10^{18}$
$U_p(100\text{A/cm}^2) [\text{V}]$	$0,00068 d_p/\mu\text{m}$	$0,00053 d_p/\mu\text{m}$	$0,00033 d_p/\mu\text{m}$
$U_p(200\text{A/cm}^2) [\text{V}]$	$0,00136 d_p/\mu\text{m}$	$0,00106 d_p/\mu\text{m}$	$0,00066 d_p/\mu\text{m}$

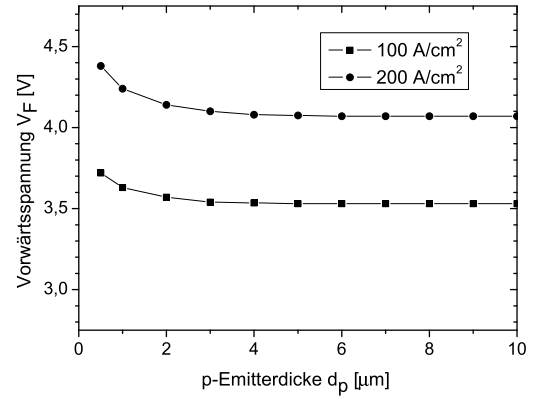
**Tabelle 3.1:** Spannungsabfall am hoch dotierten p-Emitter bei Raumtemperatur,  $75 \text{ °C}$  und  $150 \text{ °C}$  nach Gleichung (3.1)

### 3.1.2 Rekombination im p-Emitter

Folgt man den Standardwerken zum Verhalten von bipolaren Dioden [66, 67], so kann der Diodenstrom in drei Beiträge aufgeteilt werden: den Rekombinationsstrom



**Abbildung 3.5:** Kennlinien von mehreren 4H-SiC-pin-Dioden mit verschiedenen p-Emitterdicken  $d_p$  bei 150 °C



**Abbildung 3.6:** Vorwärtsspannung  $V_F$  in Abhängigkeit der p-Emitterdicke  $d_p$  für die Stromdichten 100 A/cm<sup>2</sup> und 200 A/cm<sup>2</sup> bei 150 °C

in der schwach dotierten n-Basis  $j_m$  und die Rekombinationsströme im p-Emitter  $j_{p-Emitter}$  und n-Emitter  $j_{n-Emitter}$ . Die beiden Rekombinationsströme in den Emittern entstehen durch die in die Emitter diffundierenden und dann rekombinierenden Minoritäten.

$$j_{tot} = j_{p-Emitter} + j_m + j_{n-Emitter} \quad (3.2)$$

Von der n-Basis in den p-Emitter injizierte und dort rekombinierende Elektronen sind für den Rekombinationsstrom im p-Emitter  $j_{p-Emitter}$  verantwortlich.

Unter quasi-stationären Bedingungen verhält sich der Elektronendiffusionschwanz im p-Emitter für einen in negativer  $x$ -Richtung unendlich ausgedehnten p-Emitter wie [24]

$$n_p(x) = n_{p0} + [n_p(0-) - n_{p0}] e^{x/L_{n,p}}. \quad (3.3)$$

In Gleichung (3.3) beschreibt  $n_p(x)$  die Elektronenkonzentration im p-Emitter an der Stelle  $x$ .  $n_p(0-)$  ist der Wert der Elektronendichte, der sich p-Emitter-seitig am pn-Übergang einstellt.  $n_{p0}$  gibt den Wert der Elektronendichte im p-Emitter im thermodynamischen Gleichgewicht an. Die Diffusionslänge  $L_{n,p}$  beschreibt die Strecke, nach der der e-te Teil der in den p-Emitter injizierten Elektronen (Minoritäten) rekombiniert ist.

$$L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p}\tau_n^{eff}} = \sqrt{\frac{kT}{q}\mu_{n,p}\tau_n^{eff}} \quad (3.4)$$

In realen Bauelementen ist der p-Emitter nicht unendlich ausgedehnt. Am Anodenkontakt  $x = -d_p$  werden alle Überschussladungsträger abgesaugt, so dass sich dort das thermodynamische Gleichgewicht einstellt:

$$n_p(-d_p) = n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} = \frac{n_i^2}{N_A^-} \quad (3.5)$$

Diese Randbedingung führt auf eine veränderte Beschreibung für den Elektronendiffusionsschwanz:

$$n_p(x) = n_{p0} + [n_p(0-) - n_{p0}] \left[ \frac{\sinh\left(\frac{d_p+x}{L_{n,p}}\right)}{\sinh(d_p/L_{n,p})} \right] \quad (3.6)$$

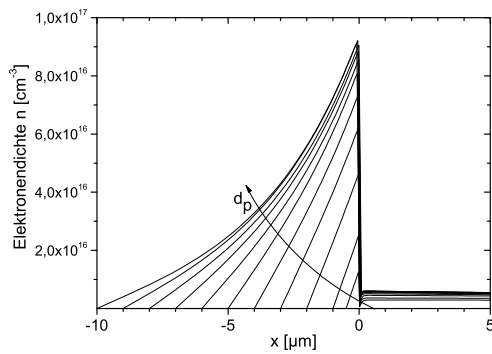
Nach Gleichung (3.4) ist für die Diffusionslänge der Elektronen ihre Lebensdauer und ihre Beweglichkeit entscheidend. Die effektive Lebensdauer wird nach Gleichung (2.44) berechnet. Dafür wird zur Berechnung von der Elektronen-Auger-Lebensdauer im p-Emitter  $\tau_{n,p}^{Au}$  die Gleichung (2.49) mit der Gleichgewichtslöcherdichte  $p_{p0}$  herangezogen.<sup>1</sup> Für Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C sind die Diffusionslängen  $L_{n,p}$  in Tabelle 3.2 aufgelistet.

	295 K	348 K	423 K
$\tau_{n,p}^{SRH}$ [ns]	70	140	200
$\tau_{n,p}^{Au}$ [ns]	1330	431	95, 3
$\tau_{n,p}^{eff}$ [ns]	66, 5	105, 7	64, 5
$\mu_{n,p}$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	83, 81	71, 97	61, 84
$L_{n,p}$ [μm]	3, 77	4, 78	3, 81

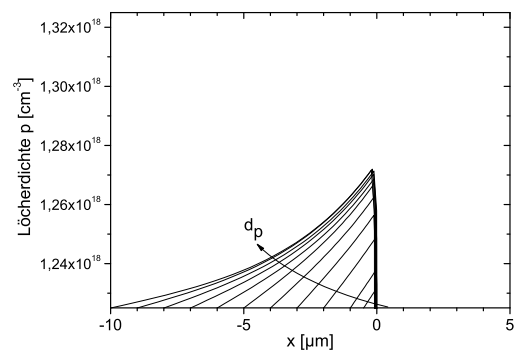
**Tabelle 3.2:** SRH-Lebensdauer  $\tau_{n,p}^{SRH}$ , Auger-Lebensdauer  $\tau_{n,p}^{Au}$ , effektive Lebensdauer  $\tau_{n,p}^{eff}$ , Beweglichkeit  $\mu_{n,p}$  und Diffusionslängen  $L_{n,p}$  der Elektronen im p-Emitter für Raumtemperatur, 75 °C und 150 °C

Die Diffusionslänge  $L_{n,p}$  der Elektronen im p-Emitter steigt anfangs mit der Temperatur und fällt anschließend wieder. Bei Raumtemperatur ist die SRH-Lebensdauer wesentlich kleiner als die Auger-Lebensdauer, so dass die effektive Lebensdauer und damit auch die Diffusionslänge durch die SRH-Lebensdauer bestimmt ist. Mit steigender Temperatur wird die Gleichgewichtslöcherdichte im p-Emitter wegen zunehmender Ionisierung der Akzeptoren erhöht. Dieser Effekt geht quadratisch in die Verminderung der Auger-Lebensdauer ein. Bei 75 °C haben sich die Auger- und die mit der Temperatur gestiegene SRH-Lebensdauer einander angenähert. Die effektive Lebensdauer bei 75 °C ist damit wesentlich höher als bei Raumtemperatur. Zusammen mit der gestiegenen Temperatur und der daher leicht zurückgegangenen Beweglichkeit ergibt sich eine etwas höhere Diffusionslänge als bei Raumtemperatur. Bei 150 °C dominiert die weiter gesunkene Auger-Lebensdauer die mit der Temperatur steigende SRH-Lebensdauer. Die kurze effektive Lebensdauer ist der Grund für den Rückgang der Diffusionslänge. Mit weiter ansteigender Temperatur werden zunehmend mehr Akzeptoren ionisiert und die Auger-Lebensdauer der Elektronen sinkt. Die Diffusionslänge der Elektronen im p-Emitter wird über 150 °C demnach weiter fallen.

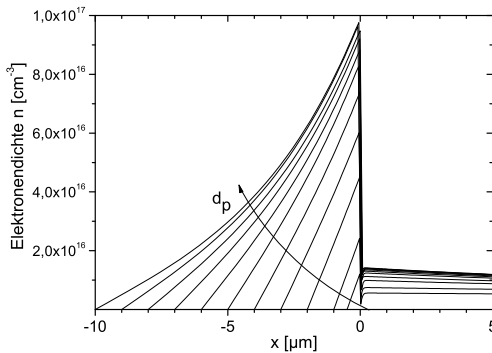
<sup>1</sup> Wie später noch gezeigt werden wird, ist die tatsächliche Löcherdichte im p-Emitter höher als ihr Gleichgewichtswert. Der Gleichgewichtswert  $p_{p0}$  bietet aber eine gute Näherung.



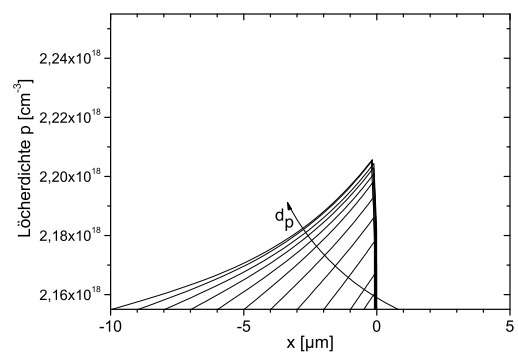
**Abbildung 3.7:** Elektronendichte  $n(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur



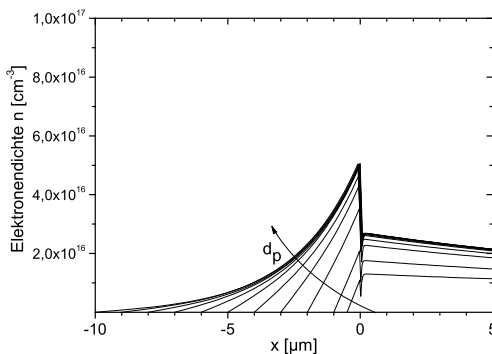
**Abbildung 3.8:** Löcherdichte  $p(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur



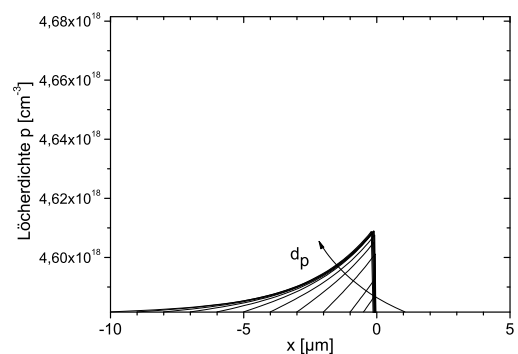
**Abbildung 3.9:** Elektronendichte  $n(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $75 \text{ }^\circ\text{C}$



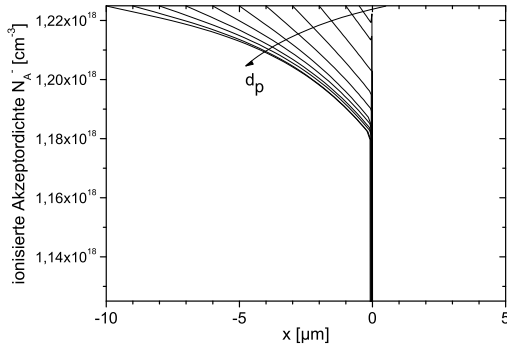
**Abbildung 3.10:** Löcherdichte  $p(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $75 \text{ }^\circ\text{C}$



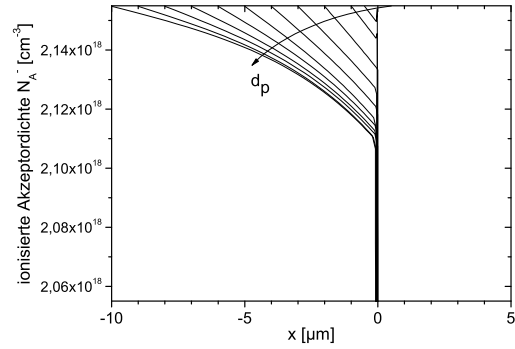
**Abbildung 3.11:** Elektronendichte  $n(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $150 \text{ }^\circ\text{C}$



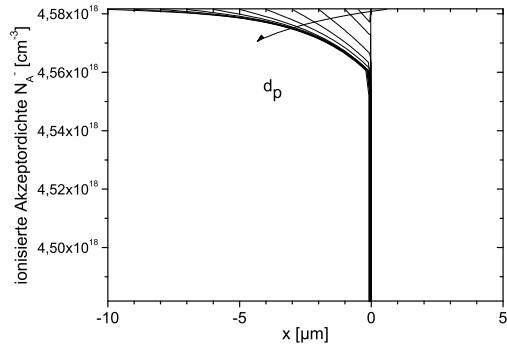
**Abbildung 3.12:** Löcherdichte  $p(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $150 \text{ }^\circ\text{C}$



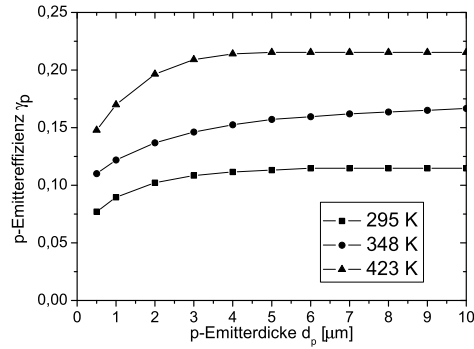
**Abbildung 3.13:** Dichte der ionisierten Akzeptoren  $N_A^-(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur



**Abbildung 3.14:** Dichte der ionisierten Akzeptoren  $N_A^-(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $75 \text{ }^\circ\text{C}$



**Abbildung 3.15:** Dichte der ionisierten Akzeptoren  $N_A^-(x)$  im p-Emitter für  $100 \text{ A/cm}^2$  und Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $150 \text{ }^\circ\text{C}$



**Abbildung 3.16:** p-Emittereffizienz  $\gamma_p(d_p)$  bei Raumtemperatur,  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $150 \text{ }^\circ\text{C}$  für  $100 \text{ A/cm}^2$

Die Elektronendichten im p-Emitter sind in den Abbildungen 3.7, 3.9 und 3.11 bei Raumtemperatur,  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $150 \text{ }^\circ\text{C}$  für Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  und einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  dargestellt. Je größer die Emitterdicke  $d_p$  ist, desto höher ist auch die Elektronenkonzentration  $n(0^-)$  p-Emitter-seitig am pn-Übergang.

Durch eine erhöhte Löcherkonzentration  $p(x)$  und eine durch den Anstieg der Löcherkonzentration bedingte Reduzierung des Ionisationsgrads der Akzeptoren (nach Gleichung (2.18)) wird im p-Emitter nahezu Ladungsneutralität hergestellt. In den Abbildungen 3.8, 3.10 sowie 3.12 und 3.13, 3.14 sowie 3.15 sind bei Raumtemperatur,  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  sowie  $150 \text{ }^\circ\text{C}$  die Löcherdichten und die ionisierte Akzeptordichten im p-Emitter für verschiedene Dicken  $d_p$  des p-Emitters gezeigt.

Eine Erhöhung der p-Emitterdicke  $d_p$  führt einerseits zu einer Vergrößerung des Rekombinationsgebiets und andererseits zu einer Erhöhung der Elektronenkonzentration  $n(x)$  in diesem Gebiet. Je größer die p-Emitterdicke  $d_p$  ist, desto mehr Elektronen rekombinieren in diesem Gebiet, wobei ab einer gewissen Emitterdicke

$d_p$  der zusätzliche Rekombinationsgewinn zu vernachlässigen ist. Die Kontinuitätsgleichungen für den stationären Fall

$$\frac{1}{q} \vec{\nabla} \vec{j}_n = R \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{q} \vec{\nabla} \vec{j}_p = -R \quad (3.8)$$

zeigen den Einfluss der Rekombination auf die Elektronen- und Löcherstromdichte. Der Anteil  $j_{p\text{-Emitter}}$  aus Gleichung (3.2) steigt also, je dicker der p-Emitter ist.

Die Emittereffizienz  $\gamma_p$  beschreibt den Anteil des Löcherstroms am Gesamtstrom am pn-Übergang und stellt damit ein Maß für die Qualität des p-Emitters dar.

$$\gamma_p = \frac{j_p}{j_n + j_p} \Big|_{pn\text{-Übergang}} \quad (3.9)$$

Die Emittereffizienz  $\gamma_p$  steigt mit der p-Emitterdicke, wie in Abbildung 3.16 für  $100 \text{ A/cm}^2$  bei verschiedenen Temperaturen gezeigt ist, weil die Löcherkonzentration  $p(0-)$  p-Emitter-seitig am pn-Übergang größer wird. Sobald die p-Emitterdicke die Diffusionslänge für die jeweilige Temperatur erreicht, ist die p-Emittereffizienz bereits eklatant gestiegen. Eine weitere Vergrößerung der p-Emitterdicke hat nur noch einen geringen Effekt. Für steigende Temperaturen nimmt die p-Emittereffizienz zu, da mehr Akzeptoratomene ionisiert sind.

### 3.1.3 Elektronen- und Löcherverteilung in der schwach dotierten i-Schicht

Die p-Emitterdicke  $d_p$  hat durch ihren Einfluss auf die Elektronen- und Löcherdichte im p-Emitter auch mittelbar Einfluss auf diese Dichten in der schwach dotierten i-Schicht. In den Abbildungen 3.17 bis 3.22 sind die Elektronen- und Löcherdichten bei Raumtemperatur,  $75 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $150 \text{ }^\circ\text{C}$  für Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  und einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  dargestellt. Für dickere Emitter schiebt sich der p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der badewannenartigen Elektronen- und Löcherprofile nach oben. Dadurch hängen die Kurven von dickeren Emitttern mehr durch. Die geringe p-Emittereffizienz  $\gamma_p$  spiegelt sich in den Elektronen- und Löcherprofilen der i-Schicht durch einen wesentlich niedrigeren p-Emitter-seitigen Aufhängepunkt verglichen mit dem n-Feldstopp-seitigen wider.<sup>2</sup> Mit steigender Temperatur und der daraus resultierender größerer p-Emittereffizienz  $\gamma_p$  kehrt sich das Verhältnis der Aufhängepunkte um. Das Soft-Recovery-Verhalten der bipolaren 4H-SiC-Dioden

---

<sup>2</sup> Die Emittereffizienz  $\gamma_n$  des Feldstopps und des Substrats ist aufgrund des höheren Ionisationsgrad von Stickstoff verglichen mit dem von Aluminium wesentlich höher als die p-Emittereffizienz  $\gamma_p$ . Wären die Emittereffizienzen  $\gamma_n$  und  $\gamma_p$  in der gleichen Größenordnung, wäre der p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der Profile der Elektronen- und Löcherdichten aufgrund der unterschiedlichen Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten ( $\mu_n : \mu_p \approx 8$ ) wesentlich größer als der n-Feldstopp-seitige.

besonders bei Raumtemperatur ist in dem durch die niedrige p-Emittereffizienz bedingten p-seitig flachen Elektronen- und Löcherprofil der i-Schicht begründet.

Von Hochinjektion wird gesprochen, wenn Elektronen- und Löcherdichte in der schwach dotierten Schicht nahezu identisch sind (Elektronen-Loch-Plasma):

$$n(x) \approx p(x) \gg N_D^+(x) \quad (3.10)$$

Für die hier untersuchten hochsperrenden bipolaren 4H-SiC-Dioden wird Hochinjektion für  $100 \text{ A/cm}^2$  bei Raumtemperatur und  $75 \text{ °C}$  nicht erreicht. Im Ladungsträgergleichgewicht kann die ionisierte Hintergrunddotierung daher nicht vernachlässigt werden und es gilt statt Gleichung (3.10) die exakte Beziehung:

$$n(x) = p(x) + N_D^+(x) \quad (3.11)$$

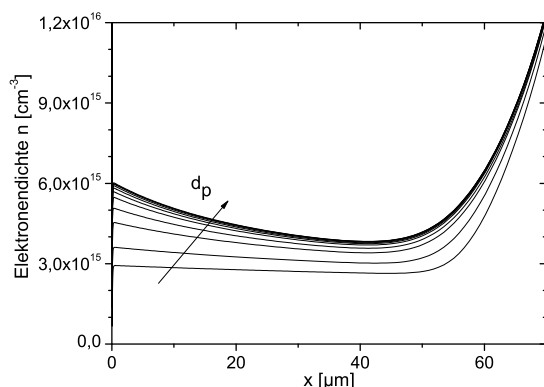
Erst ab einer Temperatur von  $150 \text{ °C}$  ist für hinreichend große p-Emitterdicken  $d_p$  die Elektronen- und Löcherkonzentration in der überschwemmten schwach dotierten i-Schicht in einem weiten Bereich größer als das 10fache der ionisierten Grunddotierung  $N_D^+$ , so dass von Hochinjektion nach Gleichung (3.10) gesprochen werden kann.

## 3.2 Transientes elektrothermisches Einschaltverhalten

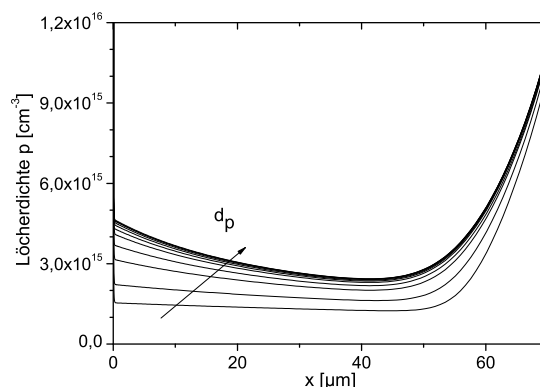
In transienten elektrothermisch gekoppelten Simulationen wird das Einschaltverhalten der pin-Diode hinsichtlich ihrer zeitabhängigen Elektronen-, Löcher- und Temperaturverteilung bei Raumtemperatur untersucht. Die Anode der pin-Diode wird hierfür mit einer konstanten positiven Stromdichte der Höhe  $j_{on}$  zum Zeitpunkt  $t = 0$  beaufschlagt (siehe Abbildung 3.23). Um stromgesteuerte Simulationen durchführen zu können, wird die pin-Diode in der Simulation durch einen hinreichend großen Serienwiderstand erweitert und mit einer entsprechenden Spannung beaufschlagt.

In den Abbildungen 3.24 und 3.25 sowie 3.26 und 3.27 sind Schnappschüsse der Elektronen- und Löcherverteilung in der intrinsischen Schicht zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Einschalten der Stromdichte  $j_{on}$  der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  sowie  $150 \text{ A/cm}^2$  dargestellt. Die Überschwemmung des intrinsischen Gebietes mit Minoritätsträgerladungen geht vom p-Emitter aus. Das Prinzip der Ladungsträgerneutralität gewährleistet, dass die Elektronendichte parallel zur Löcherdichte in der intrinsischen Schicht steigt. Elektronen werden vom n-Feldstopp injiziert. Während der quasi-stationäre p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der Ladungsträgerdichten bereits nach  $0,2 \mu\text{s}$  erreicht ist, steigt der n-seitige Aufhängepunkt der Ladungsträgerdichten vergleichsweise langsam an. Die Geschwindigkeit der Modulation wird mit fortschreitender Zeit geringer. Zwischen den Schnappschüssen der Zeitpunkte  $1,0 \mu\text{s}$  und  $1,5 \mu\text{s}$  ist kaum noch ein Unterschied zu erkennen.

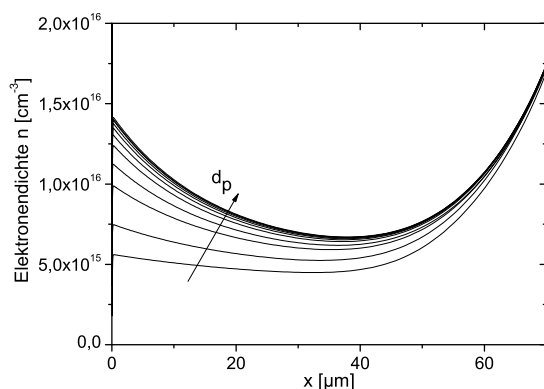




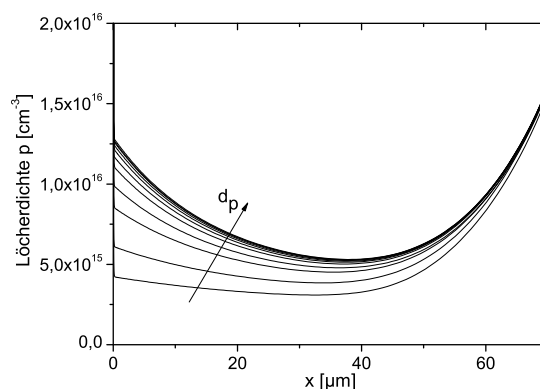
**Abbildung 3.17:** Elektronendichte  $n(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur



**Abbildung 3.18:** Löcherdichte  $p(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei Raumtemperatur



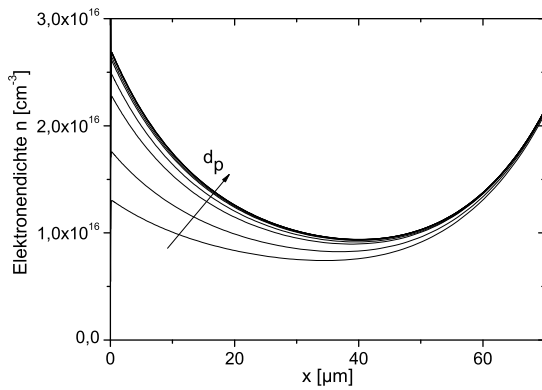
**Abbildung 3.19:** Elektronendichte  $n(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $75 \text{ }^\circ\text{C}$



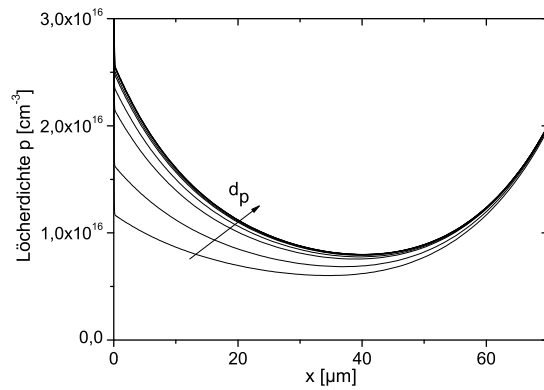
**Abbildung 3.20:** Löcherdichte  $p(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $75 \text{ }^\circ\text{C}$

Die Modulation der Ladungsträgerdichten ist für die Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  ist etwa um den Faktor 1,25 höher als für die Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$ .

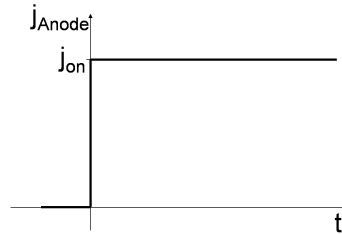
In den Abbildungen 3.28 und 3.29 sowie 3.30 und 3.31 sind die Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Einschalten der Stromdichte  $j_{on}$  der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  sowie  $150 \text{ A/cm}^2$  dargestellt. In der Simulation liegt der Kathodenkontakt auf der Rückseite eines hoch n-dotierten Substrates der Dicke  $400 \mu\text{m}$  auf einer Wärmesenke mit der konstanten Temperatur  $295 \text{ K}$ . Der Anodenkontakt ist von Luft mit der Raumtemperatur  $295 \text{ K}$  umgeben, so dass über den Anodenkontakt kaum Wärme abgeführt werden kann. Die vorherrschenden Wärmeenergieerzeugungsmechanismen sind für beide Stromdichten Rekombinationswärme im p-Emitter und am pn-Übergang und Joulesche Wärme in der Driftzone. Die sehr gute Wärmeleitfähigkeit von 4H-SiC verursacht, dass bereits nach wenigen  $\mu\text{s}$  ein Temperaturprofil mit vergleichsweise kleinen Gradienten entsteht.



**Abbildung 3.21:** Elektronendichte  $n(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $150 \text{ }^\circ\text{C}$



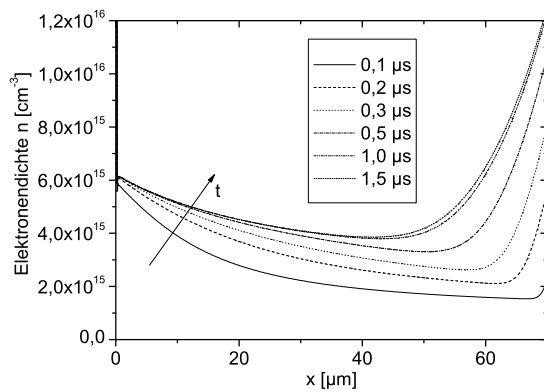
**Abbildung 3.22:** Löcherdichte  $p(x)$  in der i-Schicht für  $100 \text{ A/cm}^2$  und p-Emitterdicken  $0,5 \mu\text{m} \leq d_p \leq 10 \mu\text{m}$  bei  $150 \text{ }^\circ\text{C}$



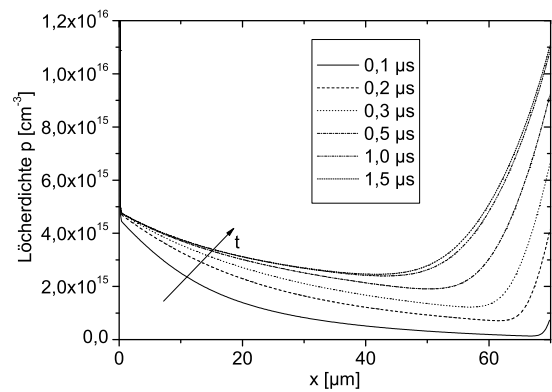
**Abbildung 3.23:** Eine Strmdichte der Höhe  $j_{on}$  wird zum Zeitpunkt  $t = 0$  an der Anode angelegt. Die Anschaltflanke ist extrem steil.

Für die Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  wird sowohl mehr Rekombinationswärme aufgrund der höheren Ladungsträgerdichten und mehr Joulesche Wärme aufgrund des höheren Stroms bei nur geringer Steigerung der Ladungsträgerdichte im Inneren der intrinsischen Schicht verursacht. Insgesamt ist allerdings die Erwärmung der pin-Dioden unter den Randbedingungen der Simulation selbst nach einem Strompuls von  $100 \mu\text{s}$  eher gering.

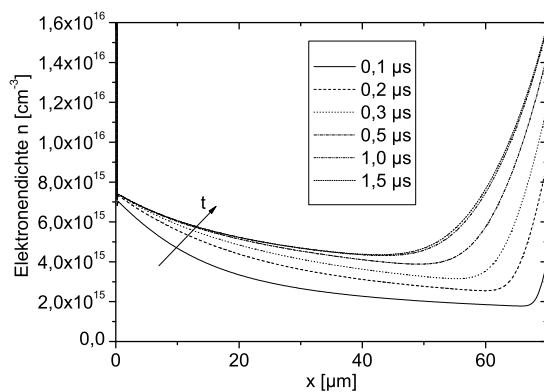
Die hier präsentierten Daten der transienten elektrothermisch gekoppelten Simulationen der pin-Diode fließen in Kapitel 5 in das virtuelle Mirageexperiment ein und dienen darauf aufbauend in Abschnitt 6.2.3 als Referenz für die gemessenen Daten.



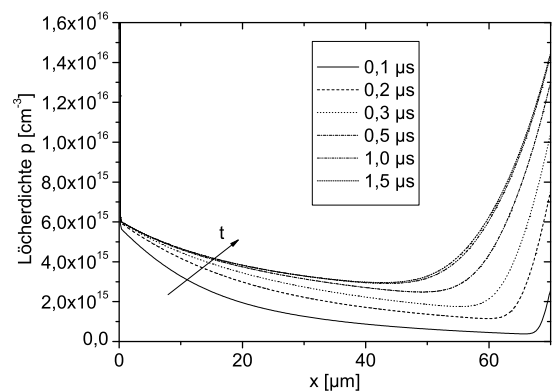
**Abbildung 3.24:** Elektronendichte  $n(x, t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 3.25:** Löcherdichte  $p(x, t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 3.26:** Elektronendichte  $n(x, t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 3.27:** Löcherdichte  $p(x, t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$

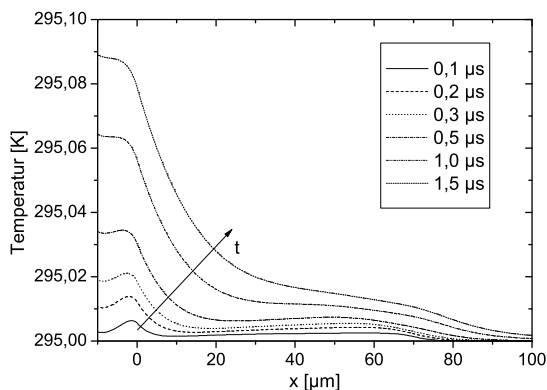


Abbildung 3.28: Temperatur  $T(x,t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$

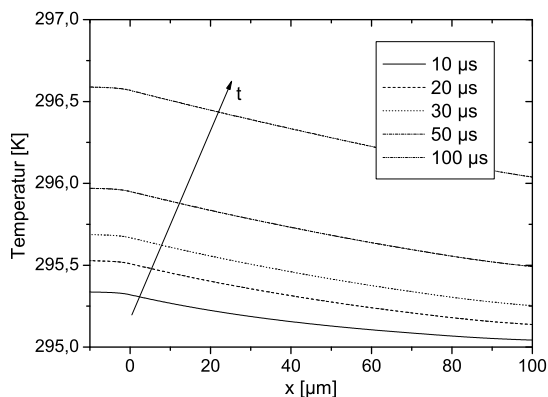


Abbildung 3.29: Temperatur  $T(x,t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$

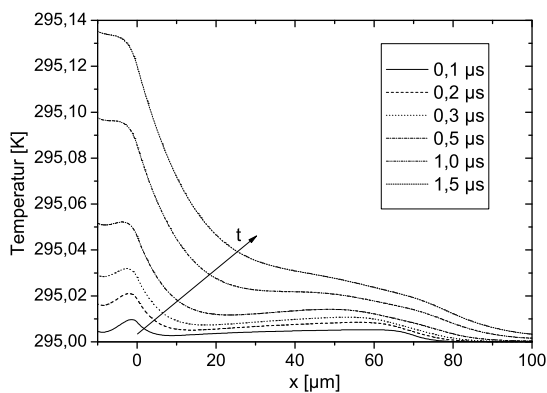


Abbildung 3.30: Temperatur  $T(x,t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$

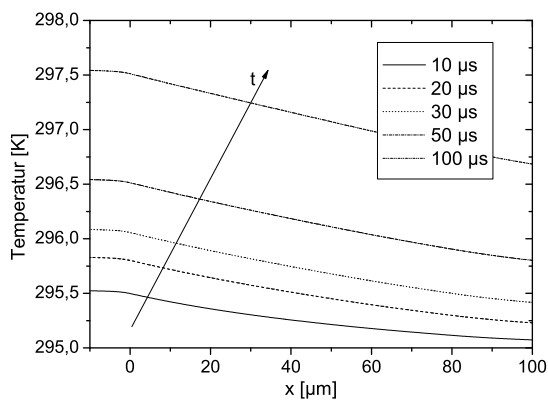


Abbildung 3.31: Temperatur  $T(x,t)$  zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einschalten der Stromdichte  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$

## 4 Miragemessplatz

Bei dem hier vorgestellten Messverfahren werden der plasma- und thermooptische Effekt ausgenutzt. Diese bewirken, dass sich der komplexe Brechungsindex von 4H-SiC in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte und der Temperatur verändert. Ein Strompuls durch ein elektronisches Bauelement verursacht eine Änderung der lokalen Gittertemperatur und der lokalen Ladungsträgerdichten im Inneren der Probe. Mithin ändert sich auch der lokale komplexe optische Brechungsindex. Die Änderung des komplexen optischen Brechungsindex wird messbar, indem an dem das Bauelement durchstrahlenden Licht eine Intensitätsänderung und eine Ablenkung detektiert wird.

Der in diesem Experiment wichtige Effekt der Ablenkung des Lichtes ist der gleiche, aufgrund dessen Fata Morganas im heißen Wüstensand beobachtet werden können. Das französische Wort Mirage bezeichnet eine Fata Morgana und ist der Namensgeber für diese Messmethode.

Der Miragemessplatz kann zur Analyse des elektrothermischen Verhaltens von bipolaren 4H-SiC-Bauelementen verwendet werden. In dieser Arbeit wird er zur Charakterisierung von 4H-SiC-pin-Dioden verwendet und daher auch durch exemplarische Messungen an diesen Bauelementen demonstriert. Ladungsträgerdichten und Temperatur ändern sich im Falle der pin-Diode näherungsweise nur in einer Raumrichtung, die nachfolgend mit  $x$ -Richtung bezeichnet ist. In der Beschreibung des Messprinzips werden daher nur die  $x$ -Abhängigkeiten des Bauelements berücksichtigt.

### 4.1 Messprinzip

#### 4.1.1 Plasma- und thermooptische Effekte

Elektromagnetische Wellen treten in Wechselwirkung mit freien Ladungsträgern (plasmaoptischer Effekt) und Gitterschwingungen (thermooptischer Effekt). Der plasmaoptische Effekt bezeichnet den Einfluss freier Ladungsträger auf den komplexen Brechungsindex, der sich aus dem optischem Brechungsindex  $n_{Br}$  und dem Absorptionskoeffizient  $\alpha$  zusammensetzt; er kann näherungsweise mit Hilfe des klassischen Drude-Modells beschrieben werden. Dabei werden die freien Ladungsträger als harmonische Oszillatoren mit vernachlässigbaren Bindungsenergien aufgefasst.

Durch Lösen der Bewegungsgleichung für Elektronen und Löcher

$$m_{n,p}^* \ddot{\vec{r}}_{n,p} + \frac{m_{n,p}^*}{\tau_{n,p}^c} \dot{\vec{r}}_{n,p} = \mp q \vec{E} \quad (- \text{ für } n, + \text{ für } p) \quad (4.1)$$

im Frequenzbereich mit der Relaxationszeit

$$\tau_{n,p}^c = \frac{m_{n,p}^*}{q} \mu_{n,p} \quad (4.2)$$

und der Wurzel der Dielektrizitätskonstanten

$$\sqrt{\epsilon_R(\omega)} = n_{Br} + i \frac{\alpha}{2k_0} \quad (4.3)$$

ergeben sich für den Brechungsindex  $n_{Br}$  und den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  folgende Ausdrücke:

$$n_{Br} = n_{Br,s} - \frac{q^2 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 n_{Br,s} c^2} \left( \frac{n}{m_n^*} + \frac{p}{m_p^*} \right) \quad (4.4)$$

$$\alpha = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 \epsilon_0 n_{Br,s} c^3} \left( \frac{n}{m_n^* 2\mu_n} + \frac{p}{m_p^* 2\mu_p} \right) \quad (4.5)$$

Der Brechungsindex  $n_{Br}$  setzt sich aus einem Konstantenteil  $n_{Br,s}$  und jeweils einem Anteil proportional zur Elektronen- und Löcherdichte zusammen.

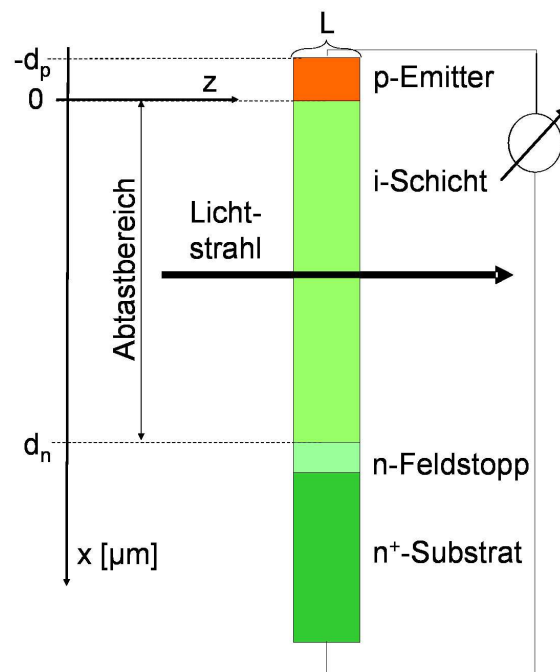
Die Absorption von Licht mit Energie nahe der 4H-SiC-Bandlücke kann durch zwei Mechanismen erklärt werden: der Band-zu-Band-Absorption aufgrund von Interbandübergängen und der freien Ladungsträgerabsorption aufgrund von Intrabandübergängen. Die Band-zu-Band-Absorption hängt kaum von der freien Ladungsträgerdichte ab. Die Lichtabsorption verstärkt sich mit größer werdender freier Ladungsträgerdichte, da die Intrabandübergänge zunehmen. Bei dem mit dem Drude-Modell berechneten Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  wird speziell die Absorption aufgrund der freien Ladungsträger abgebildet. Das Drude-Modell muss mit kritischer Vorsicht betrachtet werden, da die Elektronen und Löcher bei den Übergängen hinsichtlich des Impulserhaltungssatzes mit einem dritten Teilchen wechselwirken müssen. Dieser Effekt ist implizit in der Relaxationszeit  $\tau^c$  und der Beweglichkeit  $\mu$  berücksichtigt.

Der thermooptische Effekt beschreibt, dass die Temperatur einen Einfluss auf den optischen Brechungsindex hat. Der Einfluss der Temperatur auf den Absorptionskoeffizienten ist hingegen vernachlässigbar.

Thermooptischer und plasmaoptischer Effekt zusammengefasst führen zu folgenden linearisierten Zusammenhängen zwischen Brechungsindex  $n_{Br}$  und Absorptionskoeffizient  $\alpha$  und den Elektronendichten  $n$ , Löcherdichten  $p$  und der Temperatur  $T$ :

$$\alpha(n, p) = \alpha_0 + \frac{\partial \alpha}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta p \quad (4.6)$$

$$n_{Br}(n, p, T) = n_{Br,0} + \frac{\partial n_{Br}}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial n_{Br}}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial n_{Br}}{\partial T} \Delta T \quad (4.7)$$



**Abbildung 4.1:** Fokussiertes Licht strahlt senkrecht zur Stromrichtung durch eine gepulst betriebene 4H-SiC-pin-Diode.

### 4.1.2 Absorption

Bei den Messungen wird fokussiertes Licht senkrecht zur Stromrichtung durch eine gepulst betriebene 4H-SiC-pin-Diode der Länge  $L$  gestrahlt (siehe Abbildung 4.1). Die Absorption  $\Delta I(x)$  wird als Änderung der transmittierten Lichtintensität

$$\Delta I(x) = I_{on,trans}(x) - I_{off,trans}(x) \quad (4.8)$$

definiert, wobei  $I_{on,trans}(x)$  die transmittierte Lichtintensität im leitenden Zustand und  $I_{off,trans}(x)$  die transmittierte Lichtintensität im nichtleitenden Zustand der Diode angibt. Die Absorption  $\Delta I(x)$  hängt von der Änderung des Absorptionskoeffizienten  $\Delta\alpha(x)$  ab.

$$\Delta I(x) = (e^{-\Delta\alpha(x)L} - 1)I_{off,trans}(x) \quad (4.9)$$

Nach einer Taylor-Entwicklung ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Absorption  $\Delta I(x)$  und der Änderung des Absorptionskoeffizienten  $\Delta\alpha(x)$ :

$$\Delta I(x) \sim -\Delta\alpha(x) \quad (4.10)$$

Unter Beachtung von Gleichung (4.5) ergibt sich eine Proportionalität zwischen der Absorption  $\Delta I(x)$  und einer gewichteten Summe der Überschussladungsträger  $\Delta n(x)$  und  $\Delta p(x)$ .

$$\Delta I(x) \sim -c_1(x)\Delta n(x) - c_2(x)\Delta p(x) \quad (4.11)$$

Die Diode wird bei solchen Stromdichten betrieben, dass die Ladungsträgerdichten in der intrinsischen Schicht beträchtlich moduliert sind. Wie bereits in Kapitel 3 diskutiert wird, ist Hochinjektion für hochsperrende bipolare Dioden aus 4H-SiC bei Raumtemperatur kaum oder nur bei sehr hohen Stromdichten möglich, da die Hintergrunddotierung  $N_D^+$  in der Ladungsbilanzgleichung in der intrinsischen Schicht nicht vernachlässigt werden kann. Überschusselektronendichte  $\Delta n(x) = n(x) - N_D^+(x)$  und Überschusslöcherdichte  $\Delta p(x) \approx p(x)$  sind in der intrinsischen Schicht nahezu gleich groß:

$$\Delta n(x) \approx \Delta p(x) \quad (4.12)$$

Unter der Annahme, dass die Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten in der intrinsischen Schicht konstant sind bzw. dass die Abhängigkeiten der Elektronen- und Löcherbeweglichkeit von der freien Ladungsträgerkonzentration, dem elektrischen Feld und den Temperaturveränderungen<sup>1</sup> vernachlässigbar sind, ergibt sich, dass die Proportionalitätskoeffizienten  $c_1(x)$  und  $c_2(x)$  in der gesamten intrinsischen Schicht konstant sind:

$$\Delta I(x) \sim -c_1 \Delta n(x) - c_2 \Delta p(x) \approx -(c_1 + c_2) \Delta n(x) \quad \text{für } 0 \leq x \leq d_n \quad (4.13)$$

Absorptionsmessungen sind nur in Gebieten mit schwacher Dotierung aussagekräftig, da in den hoch dotierten Gebieten die freie Ladungsträgerabsorption bereits im nichtleitenden Zustand der Probe so stark ist, dass Messungen in diesen Bereichen nicht auswertbar sind.

### 4.1.3 Deflexion

Nach dem Fermatschen Prinzip durchstrahlt das Licht die Probe auf dem kürzesten optischen Weg. Da der Brechungsindex  $n_{Br}(x)$  in der Probe variiert, wird das Licht abgelenkt. Das Licht tritt näherungsweise um den Abstand  $\Delta x(x)$  bzw. um den Winkel  $\gamma(x)$  abgelenkt aus der Probe aus (siehe Abbildung 4.2) [68].

$$\Delta x(x) = \frac{dn_{Br}(x)}{dx} \frac{L^2}{2n_{Br}(x)} \quad (4.14)$$

$$\tan \gamma = \frac{dn_{Br}(x)}{dx} \frac{L}{n_{Br}(x)} = \frac{\Delta x(x)}{\frac{L}{2}} \quad (4.15)$$

Unter Beachtung von Gleichung (4.4) und

$$\frac{d(\Delta n(x))}{dx} = \frac{dn(x)}{dx} \approx \frac{d(\Delta p(x))}{dx} = \frac{dp(x)}{dx} \quad (4.16)$$

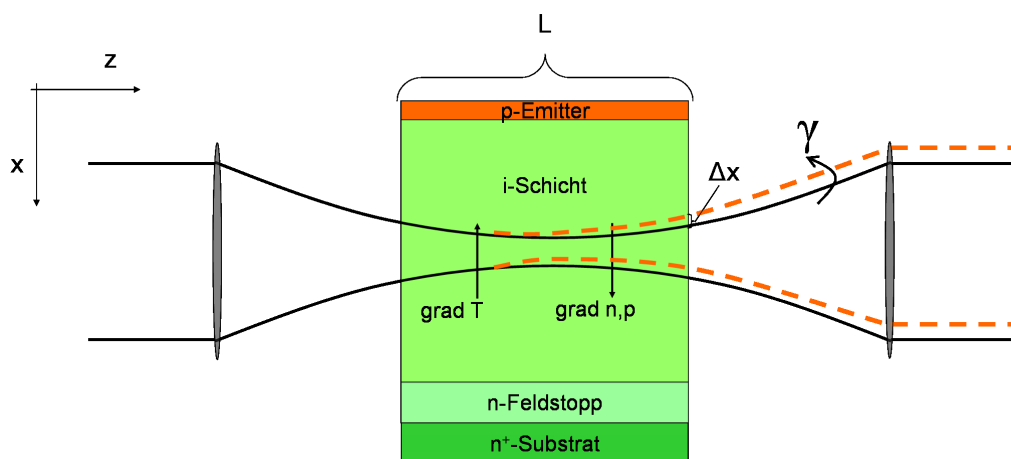
---

<sup>1</sup> Stromhöhe, Pulslänge und Tastverhältnis der Strompulse durch die Probe werden so gewählt, dass die Selbsterwärmung einen vernachlässigbaren Effekt auf die Beweglichkeiten hat.



ergibt sich mit den Proportionalitätskoeffizienten  $c_3(x)$ ,  $c_4(x)$  und  $c_5(x)$  für die Deflexion  $\Delta x(x)$ :

$$\begin{aligned} \Delta x(x) \sim \tan \gamma(x) \sim & c_3(x) \frac{dn(x)}{dx} + c_4(x) \frac{dp(x)}{dx} + c_5(x) \frac{dT(x)}{dx} \approx \\ & (c_3(x) + c_4(x)) \frac{dn(x)}{dx} + c_5(x) \frac{dT(x)}{dx} \end{aligned} \quad (4.17)$$



**Abbildung 4.2:** Die Ladungsträger- und Temperaturverteilung im leitenden Zustand der Diode bewirken einen inhomogenen Brechungsindex aufgrund des plasma- und des thermo-optischen Effekts. Nach dem Fermatschen Prinzip wird das Licht zum optisch dichteren Medium hin abgelenkt.

Während die Absorption  $\Delta I(x)$  des Lichtes linear von der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  abhängt, hängt die Deflexion  $\Delta x(x)$  linear von den Gradienten der Elektronendichte  $\text{grad } n(x)$  und der Temperatur  $\text{grad } T(x)$  ab. Eine der vorangehenden Diskussion für die Absorption analoge Argumentation für die Deflexion ergibt, dass in der gesamten intrinsischen Schicht die Proportionalitätskoeffizienten  $c_3$  und  $c_4$  aus Gleichung (4.17) konstant sind. Der Proportionalitätskoeffizient  $c_5$ , der die lineare Abhängigkeit der Deflexion vom Temperaturgradienten beschreibt, wird als ebenfalls konstant angenommen.

$$\Delta x(x) \sim \tan \gamma(x) \sim (c_3 + c_4) \frac{dn(x)}{dx} + c_5 \frac{dT(x)}{dx} \quad \text{für } 0 \leq x \leq d_n \quad (4.18)$$

Um im gesamten intrinsischen Bereich die Absorption und Deflexion zu bestimmen, wird die Probe relativ zum Lichtstrahl in  $x$ -Richtung verschoben (siehe Abbildung 4.1).

Die vorggeführten Betrachtungen über Absorption und Deflexion sind dahingehend vereinfacht, dass das Gaußsche Strahlprofil des fokussierten Laserstrahls vernachlässigt worden ist. In späteren Betrachtungen hinsichtlich der optischen Auflösung und der Messgenauigkeit wird der Einfluss des Gaußschen Strahlprofils genauer untersucht.

## 4.2 Messaufbau

In Abbildung 4.3 ist der Messaufbau als Skizze und in Abbildung 4.4 als Photographie dargestellt.

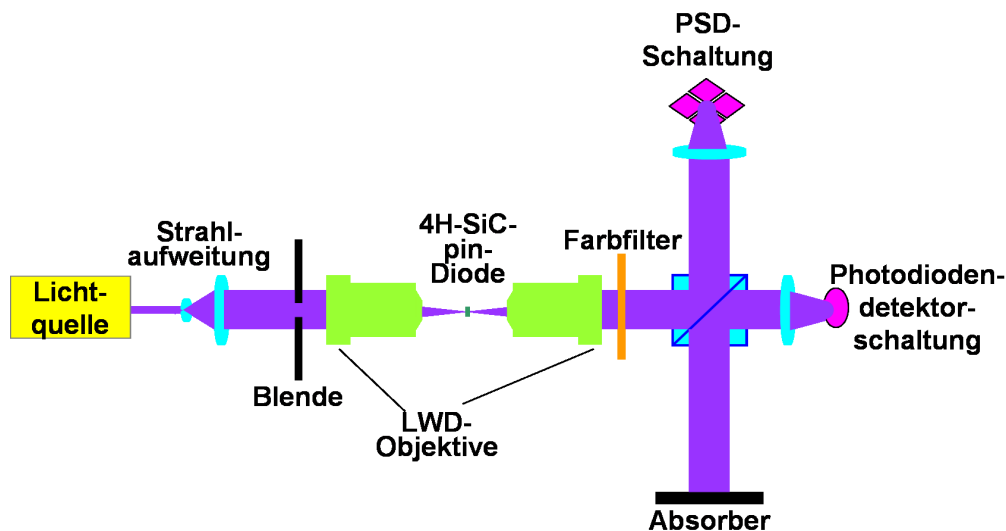


Abbildung 4.3: Schematisch dargestellter Messaufbau

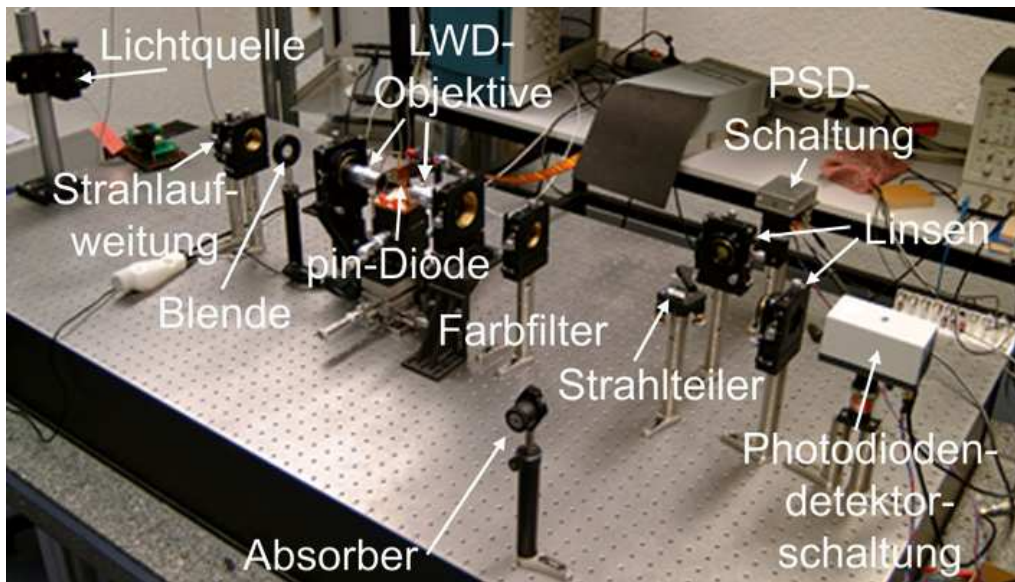


Abbildung 4.4: Photographie des Messaufbaus

In den Graphiken ist der Hauptlichtweg von links nach rechts. Der Strahldurchmesser des von der Lichtquelle emittierten parallelen Lichts wird durch eine aus zwei Linsen bestehende Strahlaufweitung um den Faktor 3 vergrößert. Mit der nachfolgenden Blende kann der aufgeweitete Strahldurchmesser variabel eingestellt werden.

Üblicherweise ist allerdings keine Korrektur des Lichtdurchmessers nötig. Das Licht gelangt in das erste LWD- (long working distance) Objektiv. Dieses hat ein Vergrößerung  $V = 5$  und zeichnet sich besonders durch seinen großen Arbeitsabstand aus. Der Fokus dieses Mikroskopobjektivs liegt mittig in der präparierten Probe. Es folgt ein zweites baugleiches Mikroskopobjektiv, so dass der Lichtstrahl rechts von dem zweiten Mikroskopobjektiv wieder parallel ist. Mit dem optischen Farbfilter wird verhindert, dass Licht des Eigenleuchtens der Diode auf die Detektoren trifft. Mit einer Linse wird das durch den Strahlteiler transmittierte Licht zur Absorptionsmessung auf einer Photodiode gebündelt. Zur Bestimmung der Deflexion wird der Lichtstrahl teilweise über diesen Strahlteiler und eine Linse auf einen PSD (position sensitive detector) fokussiert. Der Absorber sorgt für Arbeitssicherheit, indem er das an dem PSD teilweise reflektierte Licht absorbiert.

Zu dem Messaufbau gehören weiter eine Spannungsregelung für die Lichtquelle, eine Stromquelle zur Probenansteuerung, jeweils ein Oszilloskop zum Messen des elektrischen Verhaltens der Probe an ihren Kontakten und zum Messen der Absorptions- und Deflexionssignale, ein Aktuator zum Verschieben der Probe in  $x$ -Richtung und ein Messrechner, an dem über LabView das Experiment automatisiert bedient werden kann.

### 4.2.1 Lichtquelle

Die Höhe des Messsignals für die Absorption ist näherungsweise proportional zu der Intensität der Lichtquelle, daher ist eine möglichst leistungsstarke und rauscharme Lichtquelle wünschenswert. Eine gute optische Auflösung erfordert eine möglichst kleine Lichtwellenlänge, da die Strahltaile des Gaußschen Strahls linear von der Wellenlänge abhängt. Allerdings darf dabei die Lichtwellenlänge  $\lambda$  die minimale Wellenlänge  $\lambda_{min}$ , ab der die Photonenenergie die Bandlücke  $E_g$  von 4H-SiC erreicht, nicht unterschreiten. Sonst würde durch die von der Lichtquelle emittierten Photonen die Generation von Elektron-Loch-Paaren angeregt.

$$\lambda > \lambda_{min} = \frac{hc}{E_g} = 384 \text{ nm} \quad (4.19)$$

Wie in Abschnitt 4.6.4 detailliert diskutiert wird, treten bei der Verwendung von kohärentem Licht gegebenenfalls Fabry-Perot-Schwingungen auf, die zu einer starken Einschränkung der Auswertbarkeit der Messergebnisse führen. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Lichtquellen untersucht. Zum einen wird Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405 \text{ nm}$  verwendet. Dieses zeichnet sich durch seine kurze Wellenlänge und damit gute optische Auflösung aus. Mit einer vergleichsweise hohen Laserleistung von  $I_{Laser} = 40 \text{ mW}$  sind die Messsignale gut detektierbar. Obwohl Halbleiterlaser bei 405 nm generell eine für derartige Lichtquellen auffällig kurze Kohärenzlänge von nur circa  $l_{K,Laser} \approx 1 \text{ mm}$  besitzen, treten für kurze Probenlängen  $L$  bereits Fabry-Perot-Schwingungen auf. Der Einsatz des optische Farbfilters zur Filterung des Eigenleuchtens der Probe ist bei der Verwendung des Lasers als

Lichtquelle aufgrund seiner Wellenlänge, die aus dem Bereich des Eigenleuchtes der Probe ist, nicht möglich.

Zum anderen wird eine Superlumineszenz-Diode (SLED) der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$ , der Ausgangsleistung  $I_{SLED} = 5,8 \text{ mW}$  und der Kohärenzlänge  $l_{K,SLED} \approx 37 \mu\text{m}$  verwendet. SLEDs sind wesentlich breitbandiger als Laserdioden und besitzen damit eine kürzere Kohärenzlänge [69]. Da im Vergleich zu einer Laserdiode bei einer SLED die Selbstanregung teilweise unterdrückt ist, sind die Ausgangslichtleistungen dieser Lichtquelle auch wesentlich geringer. Bisher sind SLEDs nur für infrarotes und rotes Licht erhältlich. Entwicklungen für geringere Wellenlängen und höhere Ausgangsleistungen laufen. Nachteilig bei der verwendeten SLED sind ihre große Wellenlänge, die die optische Auflösung einschränkt, und ihre geringe Leistung, die das Detektieren der Messsignale erschwert.

## 4.2.2 Linsen und Mikroskopobjektive

Alle optischen Komponenten sind auf die verwendeten Wellenlängen  $\lambda_{Laser}$  und  $\lambda_{SLED}$  vergütet, um Reflexionen an den Oberflächen der optischen Bauteile zu vermindern.

### Linsen vor Detektoren

Die Linsen vor den Detektoren (Photodiode und PSD) dienen dazu, den Lichtstrahl für die jeweilige Anwendung optimal auf den Detektor auszurichten. Mit der Linse vor der Photodiode wird das Licht auf die Photodiode fokussiert. Steht die Photodiode nicht genau im Fokus der vorangehenden Linse, kann durch die in der Probe verursachte Deflexion ein vermeidbarer Messfehler bei der Absorptionsmessung auftreten, da sich die Lichtintensität, die auf die Photodiode auftritt, verändern kann. Hingegen vermeidet man bei dem PSD eine genaue Justierung des Detektors in die Fokusebene der vorangehenden Linse, damit das Deflexionssignal optisch vergrößert wird.

### Mikroskopobjektive und Strahlaufweitung

Der durch das erste Mikroskopobjektiv gebündelte Lichtstrahl kann als Gaußscher Strahl modelliert werden. Als Strahlradius  $w$  (Strahldurchmesser:  $2w$ ) wird der Abstand von der optischen Achse definiert, bei dem die Lichtintensität auf  $1/e^2$  der Maximalintensität abgefallen ist. Jeder Gaußsche Strahl hat entlang seiner Ausbreitungsrichtung eine (reelle oder virtuelle) Strahltaile, in der sein Strahlradius den Minimalwert  $w_0$  annimmt. Beiderseits der Strahltaile wächst der Strahlradius  $w(z)$  mit zunehmendem Abstand  $z$  an:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\Phi z}{w_0}\right)^2} \quad (4.20)$$

mit der Strahldivergenz  $\Phi$

$$\Phi = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.21)$$

In der Nähe der Strahltaile verhält sich der Gaußsche Strahl also näherungsweise wie ein paralleles Strahlbündel, weit entfernt von der Strahltaile wie eine sphärische Welle. Die Strahldivergenz in der SiC-Probe wird durch die numerische Apertur  $NA$  des Mikroskopobjektivs mit

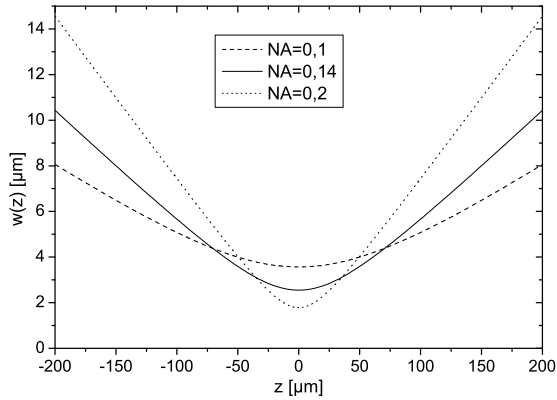
$$NA = n_{Br} \sin \Phi \quad (4.22)$$

bestimmt. Der ortsabhängige Strahlradius in der Probe ist für verschiedene numerische Aperturen des Mikroskopobjektivs in Abbildung 4.5 für die Wellenlänge  $\lambda_{Laser}$  und in Abbildung 4.7 für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED}$  dargestellt, wobei die Strahltaile  $w_0$  am Ort  $z = 0$  liegt. Je größer die numerische Apertur des Mikroskopobjektivs gewählt wird, desto kleiner ist die Strahltaile  $w_0$  und desto größer ist der Strahlradius an den Lichtein- und Lichtaustrittsflächen. Die Strahltaile für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED}$  ist mit  $4,5 \mu\text{m}$  fast doppelt so groß wie die entsprechende für die Wellenlänge  $\lambda_{Laser}$  mit  $2,5 \mu\text{m}$ . Für die Strahldurchmesser an den Lichtein- und Lichtaustrittsflächen bei einer Probe mit  $L = 400 \mu\text{m}$  ergibt sich, dass die Unterschiede zwischen den beiden Wellenlängen nicht bedeutsam sind. Für eine gute örtliche Auflösung ist eine kleine Strahltaile und ein kleiner Radius auf den Lichtein- und Lichtaustrittsflächen wünschenswert. Als Kompromiss sind Mikroskopobjektive mit der numerischen Apertur  $NA = 0,14$  gewählt worden. Das illuminierte Volumen, in dem die Lichtintensität größer als  $1/e^2$  der Maximalintensität ist, zeigt die Abbildung 4.6 für die Wellenlänge  $\lambda_{Laser}$  und die Abbildung 4.8 für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED}$ .

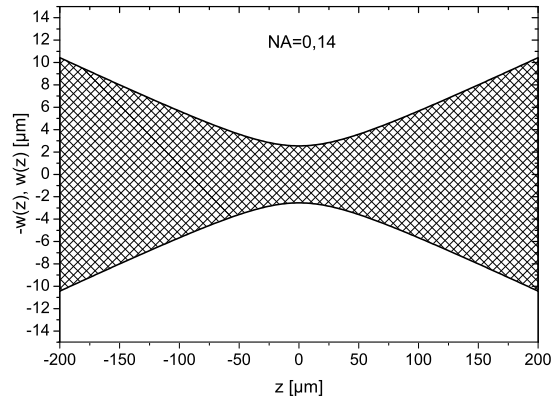
Um die spezifizierete numerische Apertur  $NA = 0,14$  des ersten Mikroskopobjektivs auszunützen, wird der parallele Lichtstrahl der Lichtquelle in dem Strahlaufweiter direkt nach der Lichtquelle um den Faktor drei aufgeweitet. Die Linsenkombination des Strahlaufweilers besteht aus einer plankonkaven und einer plankonvexen Linse, deren Brennweiten im Verhältnis  $1 : 3$  stehen.

### 4.2.3 Probenpositionierung und Kontaktierung

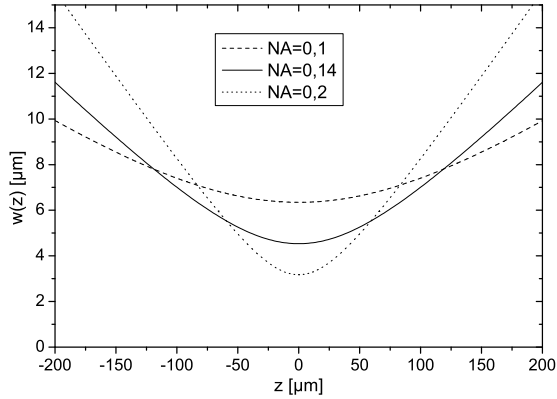
Zur genauen Justierung der Probe muss diese in allen drei Raumrichtungen verschiebbar und verdrehbar gelagert sein: Die Probe ist auf einem Positioniertisch aufgebaut, der in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung verschoben werden kann. In  $y$ - und  $z$ -Richtung werden Mikrometerschrauben zur genauen Positionierung verwendet. In  $z$ -Richtung ist die Probe durch einen Motor verfahrbar. Der Aktuator in  $z$ -Richtung ist zur LabView-Steuerung des Experiments vonnöten. Auf dem  $xyz$ -Tisch ist ein Drehtisch zur Drehung um die  $x$ -Achse befestigt. Darauf sind noch jeweils Goniometer zur Drehung um die  $y$ -Achse und  $z$ -Achse aufgebracht (siehe Abbildung 4.9). Die Drehachsen des Drehtischs und der beiden Goniometer kreuzen sich im Mittelpunkt der Probe. Damit wird bei einer Verkippung der Probe die Position der Probe nur minimal verändert.



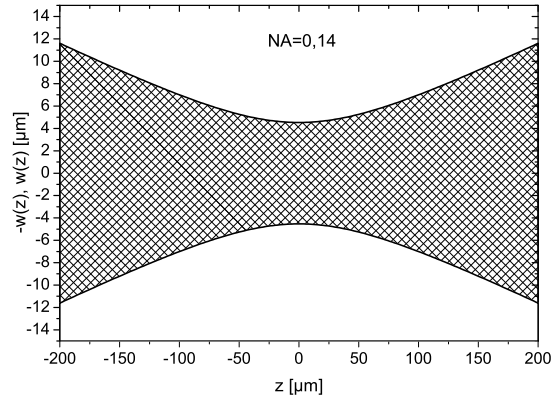
**Abbildung 4.5:** Ortsabhängiger Strahlradius für unterschiedliche numerische Aperturen des Mikroskopobjektivs für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser}$



**Abbildung 4.6:** Illuminiertes Probenvolumen für eine numerische Apertur des Mikroskopobjektivs von  $NA = 0,14$  für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser}$



**Abbildung 4.7:** Ortsabhängiger Strahlradius für unterschiedliche numerische Aperturen des Mikroskopobjektivs für die Lichtwellenlänge  $\lambda_{SLED}$



**Abbildung 4.8:** Illuminiertes Probenvolumen für eine numerische Apertur des Mikroskopobjektivs von  $NA = 0,14$  für die Lichtwellenlänge  $\lambda_{SLED}$

Die Probe liegt mit ihrem flächigen Kathodenkontakt auf einem Kupferblock auf (siehe Abbildung 4.10). Dadurch wird ein guter elektrischer und thermischer kathodenseitiger Kontakt hergestellt. Die Temperatur wird daher an der Kathode der Probe konstant auf Raumtemperatur gehalten. Die Anode der Probe wird über einen Federkontakt elektrisch kontaktiert. Die Position des Federkontakts ist über einen  $xyz$ -Manipulator exakt einstellbar. Neben der guten elektrischen Kontaktierung sorgt der Federkontakt dafür, dass sich die Probe während der Messung nicht verschiebt. Die Spitze des Federkontakts ist eine dünne Schneide, daher kann die in der Probe entstehende Wärme anodenseitig nicht vollständig abtransportiert werden.

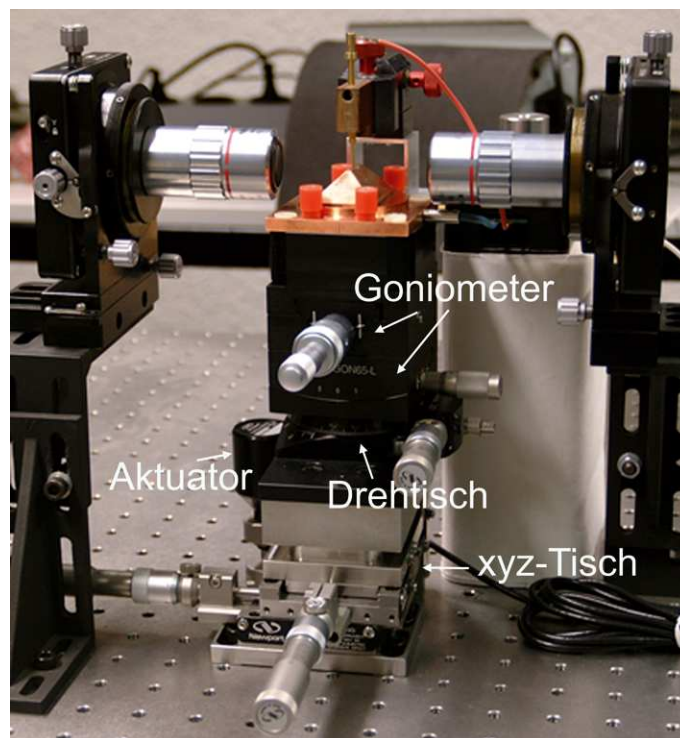


Abbildung 4.9: Die Positioniereinheit der Probe

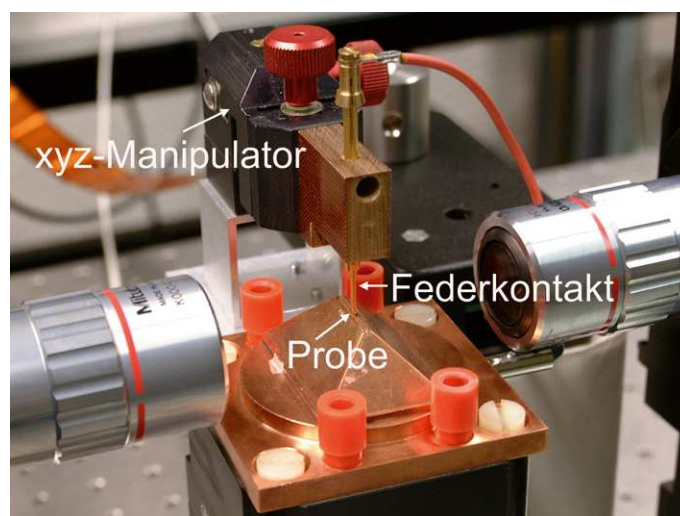


Abbildung 4.10: Die Kontaktierung der Probe

#### 4.2.4 Detektoren

Zur Detektion der Absorption wird eine Photodioden- und zur Messung der Deflexion eine PSD-Schaltung verwendet.<sup>2</sup> Bevor die Messsignale an einem Oszilloskop

---

<sup>2</sup> Blockschaltbilder von Photodioden- und PSD-Schaltung befinden sich im Anhang A und B.

ausgegeben werden, werden sie durch ein elektronisches Besselfilter geschickt, um das Rauschen der Messsignale, das hauptsächlich durch das Rauschen der Lichtquelle bestimmt ist, in den Frequenzbändern, die für das Nutzsignal nicht relevant sind, zu unterdrücken.

### Photodiodenschaltung

Durch ein spezielles Design der Photodiodenschaltung sind sehr schnelle zeitaufgelöste Absorptionsmessungen möglich. Ein hohes SNR wird ebenso erreicht, was in Hinblick auf die kleinen Messsignale essentiell ist. Die Linearität der Schaltung erleichtert die Signalauswertung.

### PSD-Schaltung

Zur Deflexionsmessung wird eine Schaltung mit PSD den Schaltungen mit 2- oder 4-Quadranten-Diode vorgezogen, da damit der Fehler, der durch das Gap einer 2- oder 4-Quadranten-Diode verursacht wird, vermieden werden kann. Ein PSD ist eine pin-Diode, in der der laterale Photoeffekt ausgenutzt wird. Bei mäßigen Strahlauslenkungen ist ein PSD linear. Nachteilig erweist sich, dass ein PSD wegen seiner Großflächigkeit einer 2- bzw. 4-Quadranten-Diode an Schnelligkeit unterlegen ist. Für die Detektion der Deflexion spielt das Rauschen der Lichtquelle eine untergeordnete Rolle. Trotz des schwingungsgedämpften optischen Tisches, auf dem der Messplatz aufgebaut ist, erschweren mechanische Schwingungen die Bestimmung der Deflexion beträchtlich.

## 4.3 Probenpräparation

Um in dem Messaufbau untersucht werden zu können, müssen die elektronischen Bauteile speziell präpariert werden. Ein späterer Einsatz derselben Bauteile in einer gewöhnlichen Applikation ist nicht möglich. Aus dem Messverfahren ergeben sich nachfolgende Anforderungen an die Probengeometrie.

- Die optische Auflösung der Messungen soll nicht durch Lichtstreuung an den Lichtein- und Lichtaustrittsflächen der Probe eingeschränkt werden, daher müssen diese Flächen optisch eben sein. Lichtstreuung an Oberflächen kann dann unterbunden werden, wenn die maximale Erhöhung der Oberfläche in Strahlrichtung  $\Delta h$  das Rayleigh-Kriterium erfüllt [70]:<sup>3</sup>

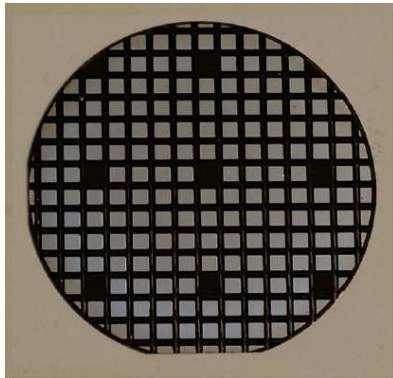
$$\Delta h < \frac{1}{8} \frac{\lambda_{Laser}}{n_{Br}} = \frac{1}{8} \frac{405 \text{ nm}}{2,76} = 18 \text{ nm} \quad (4.23)$$

---

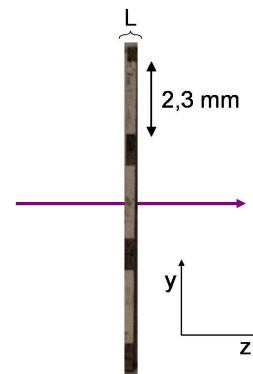
<sup>3</sup> Die Bedingung wird für die Wellenlänge des Lasers hergeleitet, da diese strikter ist als für die Wellenlänge der SLED.



- Die Probenlänge  $L$  muss so gewählt werden, dass ein Optimum aus zwei konkurrierenden Effekten gefunden wird. Je größer die Probenlänge  $L$  gewählt wird, desto größer ist der Strahldurchmesser auf der Lichtein- und der Lichtaustrittsfläche. Im Sinne einer guten optischen Auflösung ist also  $L$  möglichst klein zu wählen. Andererseits sind die beiden Messgrößen, Absorption  $\Delta I$  und Deflexion  $\tan \gamma$  proportional zur durchstrahlten Länge  $L$ . Ein längerer Lichtweg  $L$  führt also zu größeren Messsignalen und einem höheren SNR. Allerdings wird auch mit zunehmender Deflexion die Auswertung des Absorptionssignals schwieriger.<sup>4</sup> Als zweckmäßig hat sich eine Probenlänge von  $200 \mu\text{m} \leq L \leq 400 \mu\text{m}$  erwiesen.
- Lichtein- und Lichtaustrittsflächen müssen zueinander parallel stehen, um eine Ablenkung des Strahls durch die Geometrie der Probe zu vermeiden und um an jeder Stelle  $x$  die gleiche Probenlänge  $L$  zu gewähren.
- Die Stromrichtung der bipolaren Diode ist senkrecht zu dem Anoden- und dem Kathodenkontakt. Das Profil der Ladungsträgerdichte und der Temperatur bildet sich parallel zur Stromrichtung aus. Um eine bestmögliche örtliche Auflösung zu erhalten, müssen die Lichtein- und Lichtaustrittsflächen senkrecht zu den Kontakten stehen.



**Abbildung 4.11:** Prozessierter 2"-Wafer. Die Metallisierungen sind die Anodenkontakte der pin-Dioden. Die einzelnen pin-Dioden sind durch Passivierungen voneinander getrennt. Der Kathodenkontakt der pin-Dioden befindet sich auf der Waferrückseite.



**Abbildung 4.12:** Drei zusammenhängende pin-Dioden werden stäbchenförmig aus dem Wafer herausgesägt und präpariert. Das Licht durchstrahlt die Probe in Pfeilrichtung.

Um den Anforderungen zu genügen, werden die Proben stäbchenförmig aus einem prozessierten Wafer (siehe Abbildungen 4.11 und 4.12) herausgesägt, wobei sich auf einem Stäbchen drei pin-Dioden befinden. Nach dem Sägen stehen Lichtein- und

<sup>4</sup> Dieser Effekt wird in Abschnitt 6.2.2 ausführlich diskutiert.

Lichtaustrittsflächen (Sägeflächen) keilförmig zueinander und ihre Oberflächen genügen nicht dem Rayleigh-Kriterium zur optischen Ebenheit. Durch einen speziellen Präparationsprozess werden parallele, zu den Kontakten senkrecht stehende, optisch ebene Lichtein- und Lichtaustrittsflächen hergestellt. Am Ende des Präparationsprozesses werden die drei pin-Strukturen der Stäbchen zur Vermessung am Miragemessplatz vereinzelt, um während des Messvorgangs in der Probe zu dem regulären Einsatz der Dioden ähnliche thermische Bedingungen zu schaffen.

### 4.3.1 Präparationsprozess

Ein bekanntes Problem beim Polieren von Oberflächen ist das Verrunden der Kanten. Um parallele Oberflächen, die senkrecht zu den Kontakten stehen, sicherzustellen, muss das Verrunden der Polierflächen vermieden werden. Daher werden mehrere Probenstäbchen nebeneinander in Bündeln bearbeitet, so dass die Kantenverrundung höchstens bei den äußeren Stäbchen auftritt [71]. Die Bündel werden zwischen Si-Stützen auf Si-Trägerplättchen mit Acrylat so geklebt, dass die ersten Sägeflächen poliert werden können. Diese Flächen werden daraufhin in einer speziellen Poliersequenz bearbeitet. Danach werden neue Si-Trägerplättchen mit Cyanoacrylat auf die bereits polierten Flächen geklebt und die ersten Si-Plättchen in kochendem Chloroform gelöst. Da kochendes Chloroform selektiv Acrylat löst, bleibt die Klebung der zweiten Si-Trägerplättchen mit Cyanoacrylat bestehen. Die zweiten gesägten Oberflächen der Probenbündel können so parallel zu den ersten poliert werden. Abschließend werden Si-Stützen und Trägerplättchen in heißem Aceton gelöst.

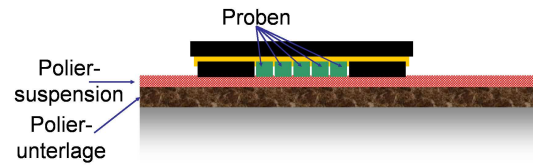
### 4.3.2 Poliersequenz

Die Mohrsche Härte von 4H-SiC ist mit einem Wert von 9,7 sehr hoch und wird nur von der von Bornitrid (BN) mit 9,8 und der von Diamant (C) mit 10 übertroffen. 4H-SiC kann daher am effektivsten und am verschleißärmsten mit Diamant bearbeitet werden. Um optisch ebene Lichtein- und Lichtaustrittsflächen zu erhalten, werden diese auf einer Poliermaschine PM5 (siehe Abbildung 4.13) der Firma Logitech bearbeitet. Auf der Trägerscheibe der Poliermaschine wird eine Polierunterlage aus Filz oder Synthetikgewebe aufgebracht, in die sich die Polierkörner der Poliersuspension hineindrücken können. Auf der mit der Poliersuspension durchtränkten Unterlage wird die Schliiffprobe kreisförmig bewegt (siehe Abbildung 4.14).

Die Politur jeder der beiden gesägten Oberflächen besteht aus sechs Schritten, wobei in jedem Schritt die Poliersuspension und mit ihr die Polierunterlage gewechselt wird. Im ersten Schritt werden die groben Unregelmäßigkeiten der Sägeflächen mit einer Suspension aus monokristallinen Diamantkörnern des Durchmessers  $45\ \mu\text{m}$  bereinigt. In den weiteren Schritten werden die Riefen auf der 4H-SiC-Oberfläche sukzessive verkleinert. Dafür werden Suspensionen mit abnehmender Diamantkorngröße ( $30\ \mu\text{m}$ ,  $15\ \mu\text{m}$ ,  $6\ \mu\text{m}$ ,  $3\ \mu\text{m}$  und  $1\ \mu\text{m}$ ) verwendet. In den letzten drei Schritten wer-



**Abbildung 4.13:** Poliermaschine PM5 der Firma Logitech



**Abbildung 4.14:** Schemazeichnung Polieren

den polykristalline Diamantkörner gewählt, um die durch die Politur entstehenden Riefen möglichst gering zu halten.

Die Qualität der Politur wird durch Weißlichtinterferometrie überprüft. Dieses Messverfahren eignet sich besonders, da sehr schnell große Flächen hinsichtlich ihrer Oberflächenstruktur untersucht werden können.

## 4.4 Parameter der plasma- und thermooptischen Effekte

Der wellenlängenabhängige optische Brechungsindex von 4H-SiC ist anisotrop. Senkrecht zur  $c$ -Achse des Kristalls gilt der ordentliche Brechungsindex  $n_o$ , und parallel zur  $c$ -Achse gilt der außerordentliche Brechungsindex  $n_e$ :

$$n_o(\lambda) = 2,56 + 3,4 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2} \cdot \lambda^2 \quad (4.24)$$

$$n_e(\lambda) = 2,60 + 3,75 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2} \cdot \lambda^2 \quad (4.25)$$

Bei der Untersuchung von 4H-SiC-pin-Dioden verläuft der Lichtstrahl im Mirageexperiment senkrecht zur  $c$ -Achse des Kristalls.<sup>5</sup> Für die zwei Wellenlängen  $\lambda_{\text{Laser}} = 405 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{SLED}} = 761,7 \text{ nm}$  ergeben sich die in Tabelle 4.1 aufgeführten ordentlichen optischen Brechungskoeffizienten [72].

Die aus dem Drude-Modell abgeleiteten Koeffizienten des plasmaoptischen Effekts berechnen sich mit den Werten aus Tabelle 4.1 und den elektrischen Eigenschaften von der in Abschnitt 2.3 gezeigten 4H-SiC-pin-Diode in der intrinsischen Zone für die Wellenlängen  $\lambda_{\text{Laser}} = 405 \text{ nm}$  und  $\lambda_{\text{SLED}} = 761,7 \text{ nm}$  zu den in Tabelle 4.2 aufgeführten Werten.

<sup>5</sup> Deflexion und der 4°-off-Schnitt der Wafer werden bei dieser Betrachtung vernachlässigt.

	405 nm	761,7 nm
$n_{Br}(\lambda)$	2,768	2,620

**Tabelle 4.1:** Ordentliche optische Brechungskoeffizienten von 4H-SiC für die Wellenlängen 405 nm und 761,7 nm

	405 nm	761,7 nm
$\frac{\partial \alpha}{\partial n}$	$5,10 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$1,91 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
$\frac{\partial \alpha}{\partial p}$	$5,78 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$2,16 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
$\frac{\partial n_{Br}}{\partial n}$	$-6,79 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$	$-2,54 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$
$\frac{\partial n_{Br}}{\partial p}$	$-3,23 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$	$-1,21 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$

**Tabelle 4.2:** Koeffizienten des plasmaoptischen Effekts von 4H-SiC für die Wellenlängen 405 nm und 761,7 nm

Der Einfluss des thermooptischen Effekts auf den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  kann vernachlässigt werden.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial T} \approx 0 \quad (4.26)$$

Für die Abhängigkeit des optischen Brechungsindex von der Temperatur findet man in der Literatur [73]:

$$\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1} \quad \text{für } 471 \text{ nm} \leq \lambda \leq 668 \text{ nm} \quad (4.27)$$

Aus Ermangelung anderer Daten wird dieser Wert auch für die Wellenlängen 405 nm und 761,7 nm genutzt. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte für den thermo-optischen Effekt sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

	405 nm	761,7 nm
$\frac{\partial \alpha}{\partial T}$	0	0
$\frac{\partial n_{Br}}{\partial T}$	$7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	$7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$

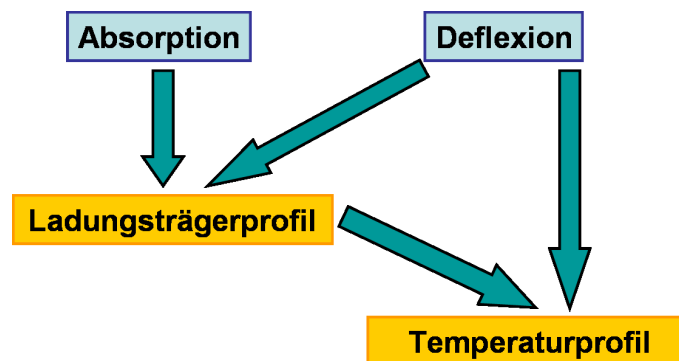
**Tabelle 4.3:** Koeffizienten des thermooptischen Effekts von 4H-SiC für die Wellenlängen 405 nm und 761,7 nm

Die in den Tabellen 4.1, 4.2 und 4.3 aufgeführten Werte werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet. Insbesondere wird auf sie auch im virtuellen Experiment in Kapitel 5 zurückgegriffen.

## 4.5 Auswertung der Absorptions- und Deflexionssignale

Die präparierten pin-Dioden werden gepulst betrieben. Dabei wird ein möglichst geringes Tastverhältnis gewählt, damit die während eines Strompulses generierte Verlustwärme bis zum Beginn des nächsten Strompulses vollständig zu der Wärmesenke am Kathodenkontakt abgeflissen ist. Während des Strompulses werden Absorption  $\Delta I(t)$  und Deflexion  $\Delta x(t)$  zeitaufgelöst gemessen. Absorptions- und Deflexionsmessungen werden an verschiedenen Orten  $x$  wiederholt, so dass für einen Zeitpunkt  $t = t_j$  Absorptionsprofile  $\Delta I(x)|_{t=t_j}$  und Deflexionsprofile  $\Delta x(x)|_{t=t_j}$  bestimmt werden können.

Aus den abgeleiteten Absorptionsprofilen  $\Delta I(x)$  und Deflexionsprofilen  $\Delta x(x)$  sollen Informationen über die Ladungsträgerdichteprofile  $n(x)$  und  $p(x)$  sowie über das Temperaturprofil  $T(x)$  gewonnen werden. In Abbildung 4.15 ist dargestellt, welche Daten aus den gemessenen Absorptions- und Deflexionssignalen bestimmt werden können. In dem Absorptionssignal stecken nur Informationen über die Ladungsträgerdichte, während das Deflexionssignal durch Ladungsträger- und Temperaturgradient bestimmt wird. Die Ladungsträgerdichteprofile können entweder direkt aus den Absorptionsprofilen abgeleitet werden oder ihre Gradienten durch geeignete Interpretation der Deflexionsprofile. Die Bestimmung des Temperaturgradienten aus dem Deflexionssignal ist einerseits bei schon bekanntem Ladungsträgerprofil oder andererseits durch trickreiche Auswertung des Deflexionssignals (siehe Abschnitt 4.5.2) möglich.



**Abbildung 4.15:** Aus Absorptions- und Deflexionssignal können die Ladungsträger- und Temperaturprofile abgeleitet werden.

### 4.5.1 Absorptionmessungen

Nach Gleichung (4.13) entsprechen die Absorptionsprofile  $\Delta I(x)$  in der intrinsischen Schicht qualitativ der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$ . Der die Probe durchstrah-

lende Lichtstrahl hat in etwa die Eigenschaften eines Gaußschen Strahls, der Strahldurchmesser variiert mit dem Ort und ist nicht beliebig klein. Der genaue Zusammenhang zwischen Absorption  $\Delta I(x_0)$  und der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x_0)$  an der Stelle  $x = x_0$  ergibt sich daher durch nachstehendes Integral mit der Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$  des Lichtes und einer Konstanten  $c$ , die den Einfluss der Drude-Koeffizienten und des Messaufbaus beschreibt.

$$\Delta I(x_0) = c \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x - x_0, y, z) \Delta n(x) dx dy dz \quad (4.28)$$

Nach Gleichung (4.28) kann die Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  aus den gemessenen Absorptionsprofilen  $\Delta I(x)$  unter der Voraussetzung bestimmt werden, dass die Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$  des Lichtes in der Probe für alle Prüforte  $x = x_0$  bekannt ist. Doch leider ist die Bestimmung der Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$  des Lichtes in der Probe nicht trivial. Daher wird die Absorption  $\Delta I(x)$  nach der Näherungsformel (4.13) ausgewertet. Dabei müssen folgende Einschränkungen beachtet werden.

- Die Parameter  $c_1$  und  $c_2$  ergeben sich zum einen aus den Drude-Koeffizienten nach der Gleichung (4.4) und zum anderen aus den Eigenschaften der Probe. Zwar sind die Werte der Parameter  $c_1$  und  $c_2$  unter den getroffenen Annahmen in der intrinsischen Schicht konstant, variieren jedoch zwischen verschiedenen Proben. Beispielsweise führt eine Veränderung der Probenlänge  $L$  zu Variationen bei den Parametern  $c_1$  und  $c_2$ . Dennoch ist eine Eichung der Messwerte möglich und wird in Abschnitt 4.6.1 weiter diskutiert.
- Die dem Ort  $x_j$  aus der Absorption  $\Delta I(x_j)$  zugeordnete Überschusselektronendichte  $\Delta n(x_j)$  stellt eine mit der Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$  gewichtete Mittelung über die Überschusselektronendichte  $n(x_j)$  aller illuminierten Orte  $x$  dar. Mit anderen Worten schränkt die limitierte optische Auflösung des fokussierten Lichtes die Auswertbarkeit der Messungen ein (siehe Abschnitt 4.6.2).
- Intensitätsschwankungen des transmittierten Lichtes (siehe Abschnitte 4.6.3 und 4.6.4), die nicht auf Veränderungen der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  zurückzuführen sind, werden dennoch als solche interpretiert.
- Die Einflüsse der Deflexion  $\tan \gamma(x)$  auf das Absorptionssignal  $\Delta I(x)$  werden in der Näherungsformel (4.13) nicht beachtet. Daher wird bei der Auswertung des Absorptionssignals von einer durch die Deflexion verursachten Verlängerung des Weges und damit von einer Vergrößerung der Absorption auf eine größere Überschusselektronendichte geschlossen. Des Weiteren führt besonders in den Randgebieten der intrinsischen Schicht eine Deflexion des Lichtes zu veränderten Absorptionsverhältnissen, da sich die Strahlposition in Hinblick auf die stark absorbierenden Teile der Diode (p-Emitter, n-Feldstopp und Substrat) verändert (siehe Abschnitt 6.2.2).

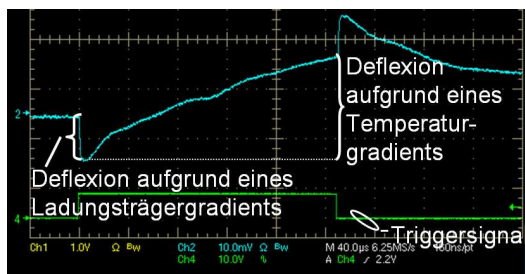
### 4.5.2 Deflexionsmessungen

Nach Gleichung (4.18) entsprechen die Deflexionsprofile in der intrinsischen Schicht qualitativ der gewichteten Summe aus Elektronendichte- und Temperaturgradient. Während eines Strompulses können bezüglich der Deflexion zwei Phasen unterschieden werden: In der ersten Phase  $t \leq t_k$  verändert sich der Elektronendichtegradient, und in der zweiten Phase  $t > t_k$  ist der Elektronendichtegradient quasi-stationär.

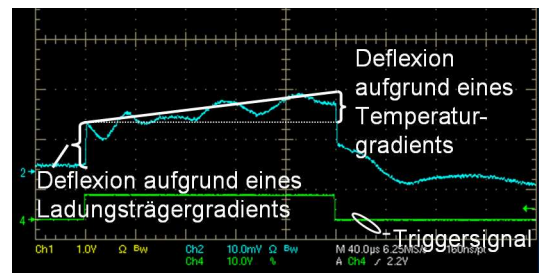
$$\frac{\partial n}{\partial t} \begin{cases} \neq 0 & \text{für } t \leq t_k \\ \approx 0 & \text{für } t > t_k \end{cases} \quad (4.29)$$

Der Temperaturgradient verändert sich für hinreichend kurze Strompulse in beiden Phasen. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  betragen Ladungsträgerdichte- und Temperaturgradient jeweils null. Während sich die Ladungsträgerdichte schnell aufbaut und dann während des Rests des Strompulses in etwa unverändert bleibt, entwickelt sich das Temperaturprofil während des gesamten Strompulses. Die Wärmegeneration während des Strompulses führt zu betragsmäßig langsam größer werdenden Temperaturgradienten. In Phase eins des Strompulses wird die Deflexion hauptsächlich durch den Elektronendichtegradienten und in Phase zwei durch die Elektronendichte- und Temperaturgradienten hervorgerufen.

Die Proportionalitätskoeffizienten  $c_3 + c_4$  und  $c_5$  aus Gleichung (4.18) besitzen unterschiedliche Vorzeichen. Zeigen die Gradienten der Elektronendichte und der Temperatur in dieselbe Richtung, so führt die Deflexion aufgrund dieser beiden Effekte in entgegengesetzte Richtungen (siehe Abbildung 4.16). An Stellen  $x$ , an denen Elektronen- und Temperaturgradient entgegengerichtet sind, zeigt die Deflexion des plasma- und thermooptischen Effekts in dieselbe Richtung (siehe Abbildung 4.17).



**Abbildung 4.16:** Screenshot eines Oszilloskops: Deflexion aufgrund von Ladungsträger- und Temperaturgradient zeigen in entgegengesetzte Richtungen.



**Abbildung 4.17:** Screenshot eines Oszilloskops: Deflexion aufgrund von Ladungsträger- und Temperaturgradient zeigen in die gleiche Richtungen.

Die Parameter  $c_3 + c_4$  und  $c_5$  sind stark von der Linsenposition vor dem PSD abhängig. Eine Eichung des Parameters  $c_5$  ist für jede Probe durch eine spezielle Deflexionsmessung möglich, bei dem ein definierter Temperaturgradient an diese Probe angelegt wird. Weiter ist das Verhältnis  $(c_3 + c_4) : c_5$  durch den Vergleich von gemessenen und simulierten Daten bestimmbar (siehe Abschnitt 6.2.3). Die Auswirkungen des Strahlprofils auf die optische Auflösung und die dadurch bedingte

Messungenauigkeit entsprechen den Überlegungen aus Abschnitt 4.5.1. Intensitätsschwankungen des Lichtes haben durch die Schaltung des PSD einen geringeren Einfluss als auf die Absorptionsmessungen. Dennoch sind auftretende Fabry-Perot-Schwingungen auch im Deflexionssignal sichtbar, wie z.B. in Abbildung 4.17, und erschweren die Auswertung.

## 4.6 Kritische Diskussion der Messmethodik

### 4.6.1 Eichung der Absorptionskurven

Das gemessene Absorptionsprofil gibt näherungsweise den Verlauf der Überschuss-elektronendichte in qualitativer, aber nicht quantitativer Weise wieder. Um aus den gemessenen Daten das Modulationsniveau der Elektronendichte in der intrinsischen Schicht abzuleiten, müssen die Kurven geeicht werden. Zur Eichung sind drei Verfahren denkbar.

- Indem die Koeffizienten des plasmaoptischen Effekts näherungsweise aus dem Drude-Modell bekannt sind, kann aus den Absorptionsmessungen unter Beachtung der Probenlänge  $L$  näherungsweise die Überschusselektronendichte mittels der Taylor-Entwicklung von Gleichung (4.9) abgeleitet werden.

$$\frac{\Delta I(x)}{I_{off,trans}(x)} = -L \left( \frac{d\alpha}{dn} + \frac{d\alpha}{dp} \right) \Delta n \quad (4.30)$$

- Die gesamte in der intrinsischen Schicht gespeicherte Ladung  $Q_{rr}$  kann messtechnisch bestimmt werden. Dazu wird die Diode zuerst in Flussrichtung betrieben, damit die Ladungsträger in die intrinsische Schicht der Diode injiziert werden. Diese in der Diode gespeicherten Ladungsträger werden dann durch eine hohe angelegte Sperrspannung sehr schnell aus der Diode extrahiert. Die Extraktion der Speicherladung muss nach spätestens einer halben Minoritätsträgerlebensdauer  $\tau_p$  abgeschlossen sein, um Rekombinationsverluste der Speicherladung zu vermeiden bzw. so gering zu halten, dass eine Korrektur über das exponentielle Zerfallsgesetz möglich ist. Bei so schnellen Entladungen werden die Diode und der Schalter stark beansprucht. Die Speicherladungsmessung muss für jede untersuchte Probe erneut durchgeführt werden, um den unterschiedlichen Eigenschaften der Proben gerecht zu werden.

Aus dem Vergleich zwischen dem Integral über das Absorptionsprofil und der Speicherladung  $Q_{rr}$  kann der Eichfaktor  $F_E$  zwischen gemessenen Absorptionsprofilen und der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  bestimmt werden [10].

$$Q_{rr} = F_E L L_y \int_0^{d_n} \Delta I(x) dx \quad (4.31)$$



$L_y$  bezeichnet dabei die Ausdehnung der elektrisch aktiven pin-Struktur in  $y$ -Richtung. Die Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  lässt sich dann aus der Absorption  $\Delta I(x)$  mit

$$\Delta n(x) = F_E \Delta I(x) \quad (4.32)$$

berechnen.

- Die Absorptionskurven können auch mittels kalibrierter Bauelementesimulation geeicht werden, indem gemessene und simulierte Daten miteinander verglichen werden.

In dieser Arbeit werden die Absorptionskurven über kalibrierte Bauelementesimulation geeicht, wobei das reale Mirageexperiment zusätzlich in einer virtuellen Umgebung nachgestellt wird und sich aus dem Vergleich der realen und virtuellen Messergebnisse Informationen über die Modulation der Ladungsträgerdichte ergeben.

### 4.6.2 Einfluss des Gaußschen Strahlprofils

Ein sich in  $z$ -Richtung ausbreitender Gaußscher Strahl mit dem Mittelpunkt  $(x_0, y_0)$  hat die Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$

$$I(x, y, z) = \frac{2}{w^2(z)\pi} \exp\left(-2 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{w^2(z)}\right) \quad (4.33)$$

mit dem Strahlradius  $w(z)$  aus Gleichung (4.20). Die gegebenenfalls auftretende Deflexion im Inneren der Probe ist dabei nicht berücksichtigt.

Das Profil der Elektronendichte  $n(x)$  in der intrinsischen Schicht wird für diese Betrachtung als

$$n(x) = n_e \cosh\left(\frac{x - \frac{dn}{2}}{L_{amb}}\right) \quad (4.34)$$

mit der ambipolaren Diffusionslänge  $L_{amb}$  und einer konstanten Elektronendichte  $n_e$  angenähert [67].<sup>6</sup> Gleichung (4.28) wird mit dem in Gleichung (4.33) vereinfachten Strahlprofil und der Taylor-Entwicklung um  $x = x_0$  von Gleichung (4.34) ausgewertet [68]. Damit erhält man für die Absorption  $\Delta I(x_0)$

$$\Delta I(x_0) = c \Delta n(x_0) \left(1 + \frac{w_0^2}{8L_{amb}^2} + \frac{L^2 \lambda^2}{96L_{amb}^2 n_{Br}^2 \pi^2 w_0^2}\right) \quad (4.35)$$

mit einer Konstanten  $c$ .

Unter den getroffenen Vereinfachungen ergibt sich tatsächlich, dass  $\Delta I(x) \sim \Delta n(x)$  mit in der gesamten intrinsischen Schicht konstanten Proportionalitätskoeffizient gilt, da die Änderungen von  $n_{Br}$  in Gleichung (4.35) vernachlässigt werden können.

---

<sup>6</sup> Diese Näherung umfasst erstens, dass die Elektronen- und die Löcherbeweglichkeit in der intrinsischen Schicht gleich sind ( $\mu_n \approx \mu_p$ ), und zweitens, dass die Emittereffizienzen von p-Emitter und n-Emitter ebenfalls gleich sind ( $\gamma_p = \gamma_n$ ).

Dennoch darf nicht vergessen werden, dass in den Randgebieten die Taylor-Entwicklung von Gleichung (4.34) nicht gerechtfertigt ist, dass in 4H-SiC das Verhältnis der Beweglichkeiten  $\mu_n : \mu_p \approx 8$  beträgt, dass die Emittiereffizienzen  $\gamma_n$  und  $\gamma_p$  nicht identisch sind und dass damit die Elektronendichte  $n(x)$  eben keine gerade Funktion ist.

Als Fazit dieses Teilkapitels ergibt sich also, dass die limitierte optische Auflösung bei weitem keinen so schlechten Einfluss auf die Auswertbarkeit der Absorptionssignale hat, wie es in den Abbildungen 4.5 bis 4.8 den Anschein hat.

### 4.6.3 Lichttransmission durch die Probenoberflächen

Der Transmissionskoeffizient  $T$  durch die Oberflächen der Probe ist von dem Brechungsindex  $n_{Br}$  abhängig. Für senkrecht einfallendes Licht ergibt sich als Transmissionskoeffizient an beiden Flächen [70]

$$T = \frac{4n_{Br}}{(n_{Br} + 1)^2}. \quad (4.36)$$

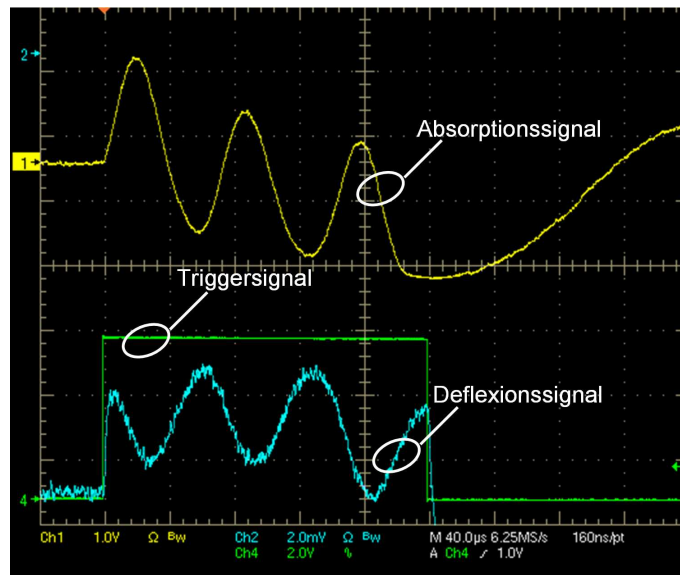
Zeitliche Veränderungen des Brechungsindex aufgrund von Schwankungen der Elektronen- und Löcherdichte sowie der Temperatur während eines Strompulses durch die Probe führen zu zeitlichen Veränderungen der durch die Probe transmittierten Lichtintensität. Abschätzungen mit den Werten aus Abschnitt 4.4 ergeben, dass der Einfluss von Ladungsträgerdichte und Temperatur in der gleichen Größenordnung liegt. Durch die Selbsterwärmung der Probe wird der Brechungsindex erhöht und durch die Modulation der Ladungsträgerdichte vermindert. Eine Erhöhung/Verkleinerung des optischen Brechungsindex hat eine Verminderung/Steigerung der transmittierten Lichtintensität zur Folge. Diese beiden Effekte heben sich teilweise auf. In den in Abschnitt 6.2.2 präsentierten Messergebnissen zur Absorption kann kein nennenswerter Einfluss der Änderung der Transmission durch die Oberflächen erkannt werden.

### 4.6.4 Fabry-Perot-Schwingungen

Durch ihre polierten parallelen Oberflächen wirkt die Probe wie ein Fabry-Perot-Resonator. An den Lichtein- und Lichtaustrittsflächen wird das Licht teilweise mehrfach reflektiert (siehe Abbildung 4.18). Die durch die zweite Fläche transmittierten Lichtanteile der Vielfachreflexionen können gegebenenfalls interferieren. In diesem Fall ergibt sich die Höhe der transmittierten Lichtintensität  $I_{trans,0}$  im Verhältnis zur senkrecht eingestrahnten Lichtintensität  $I_0$  in Abhängigkeit von der Länge  $L$  der Probe, der Lichtwellenlänge  $\lambda$  und des optischen Brechungsindex  $n_{Br}$  zu [70]

$$\frac{I_{trans,0}}{I_0} = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} \quad (4.37)$$





**Abbildung 4.19:** Der Screenshot des Oszilloskops zeigt die Auswirkungen der Fabry-Perot-Schwingungen auf das zeitabhängige Absorptions- und Deflexionssignal mit dem Laser als Lichtquelle. Das Triggersignal deutet die Dauer des Strompulses von  $200 \mu\text{s}$  an.

Erwärmung der Probe nicht gleichmäßig über die Probe verteilt geschieht und daher die Fabry-Perot-Schwingungen an verschiedenen Orten  $x$  variieren.

Zur Vermeidung von Fabry-Perot-Schwingungen sind mehrere Maßnahmen denkbar:

- Zur Vermeidung von Reflexionen an den polierten Oberflächen der Probe können diese mit einer Antireflexschicht versehen werden. Diese Maßnahme macht den Präparationsprozess der Proben wesentlich aufwändiger, stellt dafür aber eine sichere und während der Durchführung der Messung sehr einfache Vermeidungsstrategie dar.
- Bei ausschließlicher Verwendung von parallel polarisiertem Licht, das so einstrahlt wird, dass es unter dem Brewster-Winkel  $\phi_B$  auf die zweite Oberfläche fällt, werden Reflexionen an dieser Fläche unterdrückt (siehe Abbildung 4.20).

$$\phi_B = \arctan \frac{1}{n_{Br}} = 19,9^\circ \quad \text{für } \lambda_{\text{Laser}} \quad (4.40)$$

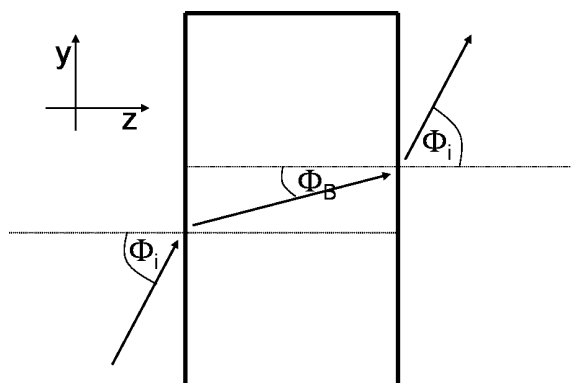
Der Einfallswinkel  $\phi_i$  ergibt sich damit aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz zu  $\phi_i = 70,1^\circ$ .<sup>7</sup> Einfallender und transmittierter Strahl sind parallel und um den Strahlversatz  $\Delta y$  verschoben mit

$$\Delta y = \tan \phi_B L. \quad (4.41)$$

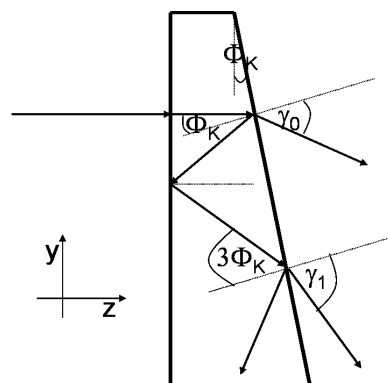
Für eine typische Probenlänge von  $200 \mu\text{m}$  errechnet sich  $\Delta y$  zu  $72,4 \mu\text{m}$ .

<sup>7</sup> Dieser Winkel entspricht dem Brewster-Winkel bezüglich der ersten Oberfläche.

In der Praxis ergeben sich bei der Justierung große Probleme. Damit die Reflexionen an der zweiten Fläche der Probe hinreichend vermieden werden, muss der Brewster-Winkel sehr genau eingestellt werden. Für nicht exakt zueinander parallel präparierte Seitenflächen wird der Justieraufwand noch drastisch größer. Ist der Brewster-Winkel für einen Messpunkt auf der  $x$ -Achse eingestellt, gilt dies jedoch nicht zwangsläufig auch für andere Punkte auf der  $x$ -Achse. Nicht ganz eben polierte Flächen führen dazu, dass der Messaufbau für eine Messung am nächsten Punkt der  $x$ -Achse neu justiert werden muss. Eine Automatisierung der Messdurchläufe ist so nicht möglich.



**Abbildung 4.20:** Lichteinfall unter dem Brewster-Winkel verhindert Reflexionen für parallel polarisiertes Licht.



**Abbildung 4.21:** Lichtreflexionen für eine mit dem Keilwinkel  $\phi_K$  präparierte Probe

- Wird die Probe so präpariert, dass die zweite Fläche in einem Keilwinkel  $\phi_K$  zu der  $xy$ -Ebene steht, werden die transmittierten Lichtstrahlen von Reflexionen der Ordnung  $k$  unter dem Winkel  $\gamma_k$  mit

$$\sin \gamma_k = n_{Br} \sin((2k + 1)\phi_K) \quad (4.42)$$

aus der Probe gestrahlt (siehe Abbildung 4.21).

Der Winkel  $\gamma_k$  steigt mit der Anzahl der Reflexionen, die der Lichtstrahl bis zum Verlassen der Probe durchlaufen hat, bis Totalreflexion eintritt. Angestrebt wird dabei, dass die Teilstrahlen von Reflexionen aus der Apertur des nachfolgenden Mikroskopobjektivs gebrochen werden und so nicht mit dem Teilstrahl nullter Ordnung interferieren können. Um bereits für die Reflexionen erster Ordnung Totalreflexion zu erreichen, müsste der Keilwinkel nach

$$\phi_K \geq \frac{1}{3} \arcsin \frac{1}{n_{Br}} = 7^\circ \quad \text{für } \lambda_{Laser} \quad (4.43)$$

gewählt werden. Bei einer typischen Ausdehnung der Proben in  $y$ -Richtung von 3 mm bedeutet dies einen maximalen Unterschied der Probenlänge von  $\Delta L = 368 \mu\text{m}$ . Damit ist es kaum möglich, die Proben so zu fertigen, dass Totalreflexion schon bei der Reflexion erster Ordnung auftritt.

Nachteilig erweist sich bei diesem Verfahren, dass zum einen die Präparation eines definierten Keilwinkels bei den kleinen Abmessungen der Probe sehr aufwändig ist und dass zum anderen der Messaufbau für jede Probe an die vom Keilwinkel abhängige Richtung des transmittierten Lichtstrahls angepasst werden muss.

- Ist die Kohärenzlänge zweier Lichtstrahlen kürzer als deren Wegunterschied, können diese nicht interferieren. Der kleinste Wegunterschied zweier möglicherweise interferierender transmittierter Lichtstrahlen beträgt in der Probe  $2n_{Br}L$ . Die Kohärenzlänge  $l_K$  von Licht ergibt sich aus seiner Mittenwellenlänge  $\lambda_0$ , seiner Bandbreite  $\Delta\lambda$  und einem lichtquellenspezifischen Korrekturwert  $c_K$ .

$$l_K = c_K \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (4.44)$$

Dabei gibt  $l_K$  die gemittelte Kohärenzlänge je zweier Lichtstrahlen an. Zur wirksamen Unterdrückung von Interferenzerscheinungen durch Mehrfachreflexionen in der Probe muss die Kohärenzlänge der Lichtquelle daher nachfolgende Bedingung erfüllen.

$$l_K \ll 2n_{Br}L \quad (4.45)$$

Tatsächlich wird in dem Messplatz zur Vermeidung von Fabry-Perot-Schwingungen eine rote SLED als Lichtquelle eingesetzt, die mit einer Kohärenzlänge von  $l_{K,SLED} = 37 \mu\text{m}$  die Bedingung (4.45) erfüllt.

# 5 Virtuelles Experiment

Der in Kapitel 4 beschriebene Messaufbau wird in einer Simulationsumgebung nachgebildet. Dadurch kann der Messplatz schnell und kostengünstig optimiert werden [68]. Die begleitende Simulation der Messungen erleichtert auch die Interpretation der gemessenen Ergebnisse, da die Ursachen einzelner Messeffekte detailliert untersucht werden können. Die Simulation des Messaufbaus wird im Weiteren als virtuelles Experiment bezeichnet. Ebenso wie das reale Experiment wird das virtuelle Experiment bei Raumtemperatur ausgeführt. Die in diesem Kapitel untersuchten Proben verfügen über eine Probenlänge  $L$  von  $200 \mu\text{m}$  und eine Dicke des p-Emitters  $d_p$  von  $10 \mu\text{m}$ .

## 5.1 Aufbau des virtuellen Experiments

In Abbildung 5.1 ist der Zusammenhang zwischen virtuellem und realem Experiment gezeigt. Ausgangspunkt für virtuelles und reales Experiment ist jeweils die

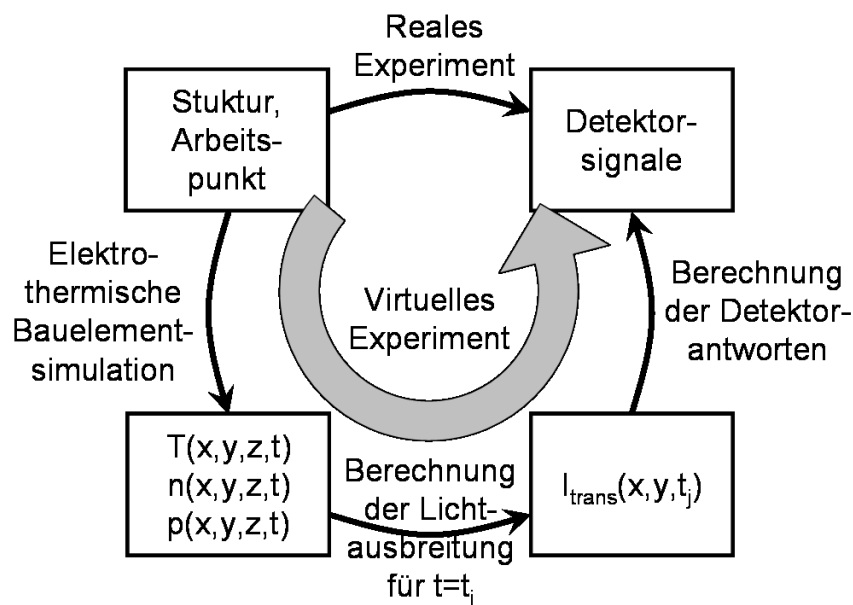


Abbildung 5.1: Zusammenhang von virtuellem und realem Experiment

Struktur des zu untersuchenden elektronischen Bauelements und der betrachtete Arbeitspunkt. Während das reale Experiment einen unmittelbaren Zusammenhang

zwischen Struktur und Arbeitspunkt des Messobjekts und den Detektorantworten liefert, sind für das virtuelle Experiment drei aufeinander aufbauende Simulationen nötig.

- Im ersten Schritt werden aus Struktur und Arbeitspunkt des betrachteten elektronischen Bauelements die ortsabhängige Gittertemperatur  $T(x, y, z, t)$  sowie Elektronen-  $n(x, y, z, t)$  und Löcherdichte  $p(x, y, z, t)$  berechnet. Dazu wird eine elektrothermische transiente Simulation, wie bereits in Abschnitt 3.2 dargestellt, durchgeführt.
- Im zweiten Schritt werden der reelle ortsabhängige optische Brechungsindex  $n_{Br}(x, y, z, t_j)$  und der ortsabhängige Absorptionskoeffizient  $\alpha(x, y, z, t_j)$  aus den ortsaufgelösten Daten der simulierten Gittertemperatur  $T(x, y, z, t_j)$ , der Elektronen-  $n(x, y, z, t_j)$  und Löcherdichte  $p(x, y, z, t_j)$  mittels der linearisierten Gleichungen (4.7) und (4.6) zu einem Zeitpunkt  $t = t_j$  bestimmt. Da sich die dielektrische Konstante  $\epsilon_r(\vec{r}, t)$

$$\epsilon_r(\vec{r}, t) = \left[ n_{Br}(\vec{r}, t) + i \frac{c}{2\omega} \alpha(\vec{r}, t) \right]^2 \quad (5.1)$$

im Vergleich mit der Periodendauer des elektrischen Feldes langsam verändert, wird sie zur Berechnung der Lichtausbreitung zu einem Zeitpunkt  $t = t_j$  als stationär angenommen. Mit Hilfe der Größen  $n_{Br}(x, y, z, t_j)$  und  $\alpha(x, y, z, t_j)$  können die Lichtausbreitung durch das Bauelement und damit auch die transmittierte Lichtintensität  $I_{trans}(x, y, t_j)$  bestimmt werden.

- Durch eine geeignete Auswertung der transmittierten Lichtintensität werden qualitative Werte für die Absorption und Deflexion ermittelt.

Damit man vollständige Absorptions- und Deflexionsprofile erhält, wird die virtuelle Lichteinfallposition  $x_0$  entlang der  $x$ -Achse variiert. Die Linsen und Mikroskopobjektive des realen Messaufbaus werden in der virtuellen Umgebung vernachlässigt. Die Strahlaufweitung und das erste Mikroskopobjektiv können im virtuellen Experiment daher weggelassen werden, da das in die Probe einfallende Licht bereits als Gaußscher Strahl mit der entsprechenden numerischen Apertur modelliert wird. Mikroskopobjektiv und Linsen auf der Detektoreseite sorgen für eine optimale Justierung der Detektoren. Da im virtuellen Experiment die Ausmaße der Detektoren beliebig groß angenommen werden können, ist die Modellierung der Strahlenoptik detektorseitig nicht nötig. Die ausgangsseitigen Linsen verstärken zudem die Ablenkung  $\Delta x$  und  $\gamma$ . Da im virtuellen wie im realen Experiment nur relative Größen relevant sind, können diese optischen Komponenten ebenfalls weggelassen werden.

### 5.1.1 Einfallendes Licht

Statt eine aufwändige 3D-Simulation der Lichtpropagation durchzuführen, kann die Komplexität dieses Problems auf zwei Dimensionen reduziert werden. Der elektrische



Feldstärkevektor des einfallenden Lichtes wird als TE-Welle modelliert.

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = E_y(\vec{r}, t)\vec{e}_y \quad (5.2)$$

Das Strahlprofil entspricht einem Gaußschen Strahl nach den Gleichungen (4.20) und (4.33), wobei die  $y$ -Variable vernachlässigt wird. Die Strahltaile fällt mit dem Mittelpunkt der Probe in  $z$ -Richtung zusammen. Die Divergenz des modellierten Gaußschen Strahls ist entsprechend der numerischen Apertur des ersten Mikroskopobjektivs gewählt. Die Vakuumwellenlänge  $\lambda$  entspricht der Wellenlänge der Lichtquelle.

### 5.1.2 Lichtausbreitung im Bauelement

Die Lichtausbreitung wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben [74, 75]. Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, werden die elektrische Feldkomponente  $E_y$  und die Komponente  $B_x$  der magnetischen Flussdichte im Inneren der Probe durch die Einhüllenden der vor- und zurückwandernden elektrischen Felder  $E_F$  und  $E_B$

$$E_y(x, z) = e^{ik_z z} E_F(x, z) + e^{-ik_z z} E_B(x, z) \quad (5.3)$$

$$B_x(x, z) = \frac{k_z}{\omega} [-e^{ik_z z} E_F(x, z) + e^{-ik_z z} E_B(x, z)] \quad (5.4)$$

mit der Propagationskonstanten  $k_z$

$$k_z = \frac{2\pi n_{Br}}{\lambda} \quad (5.5)$$

beschrieben. Durch diesen Ansatz kann das Simulationsgitter um etwa zwei Größenordnungen gröber gewählt werden als für eine Auswertung der Feldkomponenten  $E_y$  und  $B_x$ . Zur Diskretisierung des Bauelements wird ein Rechteckgitter mit  $N_x$  Punkten in lateraler  $x$ -Richtung und  $N_z$  Punkten in longitudinaler  $z$ -Richtung verwandt. Aus den Maxwell'schen Gleichungen wird die Abhängigkeit der Einhüllenden der elektrischen Felder  $E_F$  bzw.  $E_B$  an der Stelle  $z = z_{k+1}$  von denen an der Stelle  $z = z_k$

$$U(z_{k+1}) = P_k U(z_k) \quad (5.6)$$

mit

$$U(z_k) = [E^F(x_1, z_k), E^B(x_1, z_k), \dots, E^F(x_{N_x}, z_k), E^B(x_{N_x}, z_k)]^T \quad (5.7)$$

abgeleitet.

Die Propagationsmatrix  $P$  mit

$$U(z_{N_z}) = P U(z_1) \quad (5.8)$$

ergibt sich aus

$$P = \prod_{k=1}^{N_z-1} P_k. \quad (5.9)$$

Zur Lösung der  $2N_x$  Gleichungen (5.8) stehen  $2N_x$  Randbedingungen zur Verfügung. Zum einen entspricht das einfallende Licht dem vorwärtspropagierenden elektrischen Feld an der Stelle  $z = z_1 -$ ; zum anderen ist das rückwärtspropagierende elektrische Feld an der Stelle  $z = z_{N_z} +$  null.

Um die Feldverteilung im Inneren der Probe zu bestimmen, wird zuerst  $U(z_1)$  bestimmt und dann Gleichung (5.6) iterativ angewendet.

### 5.1.3 Auswertung

#### Absorption

Zur Bestimmung der zeitlichen Veränderung der transmittierten Lichtintensität wird für die Zeitpunkte  $t = t_j$  lateral über die transmittierte Lichtleistung integriert, so dass Werte für  $I_{off,trans}$  und  $I_{on,trans}(t)$  erhalten werden. Die relative Absorption  $\Delta I(t)$  in % ergibt sich dann als

$$\Delta I(t)[\%] = \frac{1}{100} \frac{I_{on,trans}(t) - I_{off,trans}}{I_{off,trans}}. \quad (5.10)$$

#### Deflexion

Zur Bestimmung der Deflexion des Lichtstrahls wird der Schwerpunkt  $S$  der transmittierten Lichtintensitätsverteilungen für die Zeitpunkte  $t = t_j$  berechnet. Die Deflexion  $\Delta x$  ergibt sich aus

$$\Delta x(t) = S_{on,trans}(t) - S_{off,trans}. \quad (5.11)$$

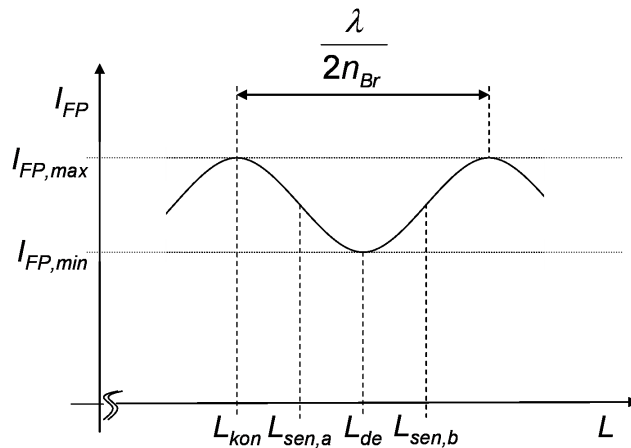
## 5.2 Fabry-Perot-Interferenzen

Während im realen Experiment die Probenlängen aufgrund des komplizierten Präparationsprozess nicht frei wählbar sind, können im virtuellen Experiment beliebige Probenlängen eingestellt werden. Der Einfluss der Fabry-Perot-Interferenzen auf das Absorptionssignal kann damit für verschiedene Probengeometrien untersucht werden.

In Abbildung 5.2 ist die transmittierte Lichtintensität in Abhängigkeit der Probenlänge  $L$  dargestellt. Dabei können für einen konstanten Brechungsindex vier charakteristische Situationen unterschieden werden.

Konstruktive Fabry-Perot-Interferenz tritt auf für

$$L_{kon} = \frac{\lambda}{2n_{Br}} n \quad (5.12)$$



**Abbildung 5.2:** Transmittierte Lichtintensität  $I_{FP}$  des Fabry-Perot-Resonators in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $L$

und destruktive Interferenz für

$$L_{de} = \frac{\lambda}{2n_{Br}} \frac{2n - 1}{2} \quad (5.13)$$

mit  $n \in \mathbb{N}$ . Veränderungen der optischen Probenlänge  $n_{Br}L$  durch eine Modulation des optischen Brechungsindex in der Umgebung der zu konstruktiver und destruktiver Interferenz gehörenden Probenlänge führen zu vergleichsweise geringen Schwankungen der transmittierten Lichtleistung.

Beträgt hingegen die Probenlänge

$$L_{sen} = \frac{\lambda}{2n_{Br}} \frac{2n - 1}{4}, \quad (5.14)$$

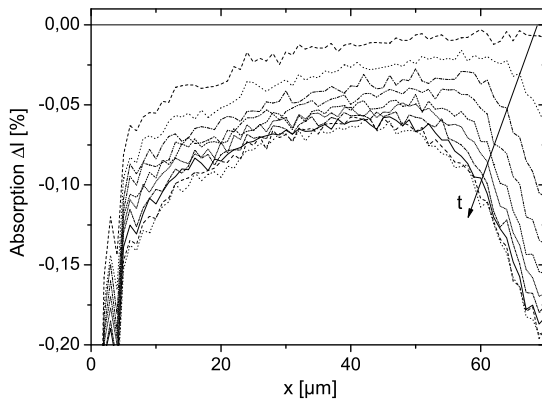
erweist sich die transmittierte Leistung als besonders sensitiv zu leichten Veränderungen der optischen Probenlänge  $n_{Br}L$ .

Für die Wellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405 \text{ nm}$  beträgt der minimale Längenunterschied von zwei Proben, bei denen konstruktive Interferenz auftritt,  $73,4 \text{ nm}$ . Diese Größe verdeutlicht, dass im realen Experiment das Präparieren der Probenlänge auf eine charakteristische Probenlänge nicht ohne immensen Aufwand zu realisieren ist.

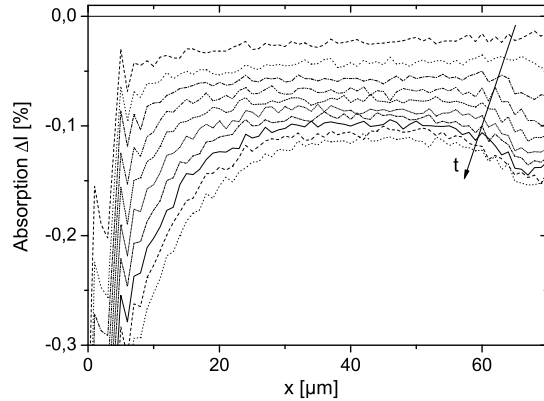
In den Abbildungen 5.3, 5.4, 5.5 und 5.6 sind die Absorptionsprofile für das Einschaltverhalten der pin-Diode für die vier Probenlängen  $L_{de}$ ,  $L_{sen,a}$ ,  $L_{kon}$  und  $L_{sen,b}$  in der unmittelbaren Umgebung der Probenlänge  $L = 200 \mu\text{m}$  für die Wellenlänge des Lasers  $\lambda_{Laser} = 405 \text{ nm}$  gezeigt. Die Veränderungen der Absorptionskurven mit der Zeit sind nur teilweise durch die Überschwemmung der intrinsischen Schicht mit Ladungsträgern bedingt. Die durch den plasma- und insbesondere durch den thermo-optischen Effekt verursachte Modulation des optischen Brechungsindex  $n_{Br}$  bewirkt bereits nach nur  $1 \mu\text{s}$  einen immensen Effekt auf die Absorption, induziert durch die Veränderung des Verhältnisses von geometrischer Probenlänge  $L$  zu optischem Brechungsindex  $n_{Br}$ . Für die Probenlängen  $L_{kon}$  bewirkt eine Erhöhung des

Brechungsindex durch den Temperaturanstieg eine Verringerung der transmittierten Lichtintensität und damit eine betragsmäßige Vergrößerung der Absorption. Für die Probenlänge  $L_{de}$  sind die Auswirkungen genau umgekehrt. Der Effekt der Fabry-Perot-Interferenzen ist für die Probenlängen  $L = L_{sen,a}$  und  $L = L_{sen,b}$  wesentlich ausgeprägter als für die Probenlängen  $L_{kon}$  und  $L_{de}$ . In allen vier Fällen treten die Fabry-Perot-Erscheinungen hauptsächlich in der Nähe des pn-Übergangs auf, also da, wo der Temperaturanstieg am größten ist.

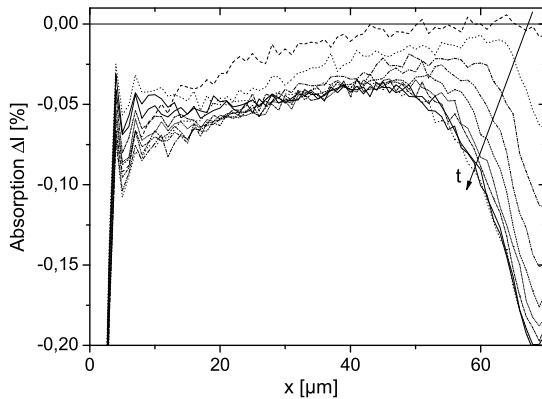
Die Wellenlänge ist für die Simulationen bewusst zu  $\lambda_{Laser} = 405$  nm gewählt worden, da die Fabry-Perot-Schwingungen nur für den Laser und nicht für die SLED beobachtet werden können.



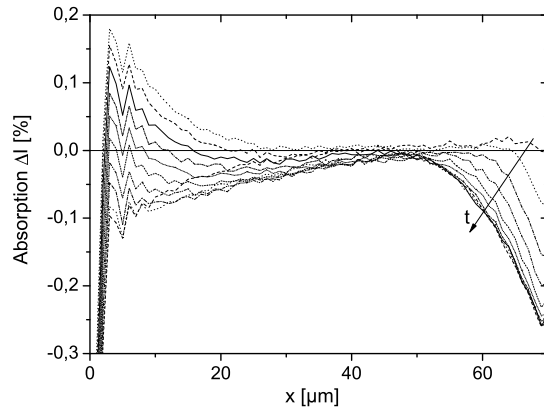
**Abbildung 5.3:** Simulierte Absorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu s$  in  $0,1 \mu s$ -Schritten für  $L = L_{kon}(t = 0)$  für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405$  nm



**Abbildung 5.4:** Simulierte Absorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu s$  in  $0,1 \mu s$ -Schritten für  $L = L_{sen,a}(t = 0)$  für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405$  nm



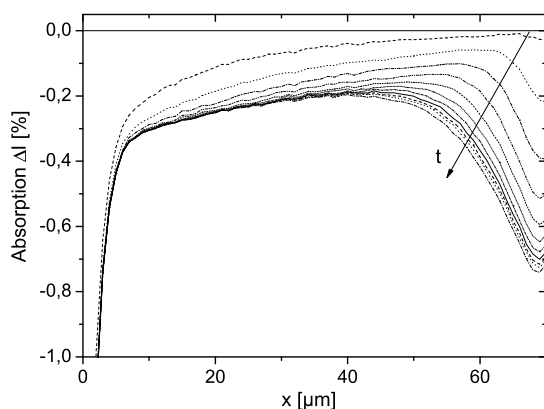
**Abbildung 5.5:** Simulierte Absorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu s$  in  $0,1 \mu s$ -Schritten für  $L = L_{de}(t = 0)$  für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405$  nm



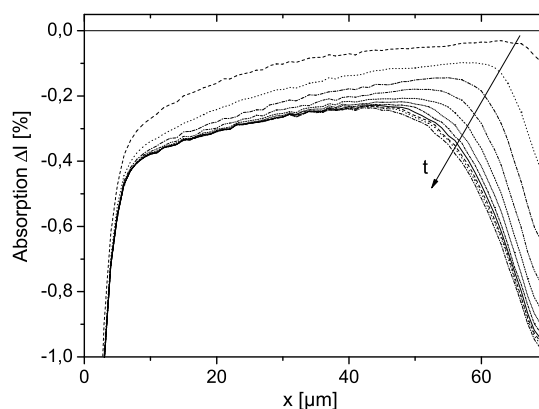
**Abbildung 5.6:** Simulierte Absorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu s$  in  $0,1 \mu s$ -Schritten für  $L = L_{sen,b}(t = 0)$  für die Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser} = 405$  nm

## 5.3 Einflüsse der Absorption

Wie bereits in Abschnitt 4.5.1 diskutiert worden ist, wird das Absorptionssignal nicht nur von der Modulation der Ladungsträgerdichten, sondern auch von anderen Effekten bestimmt. Drei dieser Effekte, nämlich die Einflüsse der Deflexion, die Veränderung der Transmission durch die Probenoberflächen und die Fabry-Perot-Interferenzen, können im virtuellen Experiment dadurch unterdrückt werden, dass der reale Brechungsindex konstant gehalten wird ( $\frac{\partial n_{Br}}{\partial n} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial p} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial T} = 0$ ). In den Abbildung 5.7 und 5.8 sind die bereinigten Absorptionskurven zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Beginn eines Strompulses von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$  dargestellt. Die Absorptionskurven zeigen im Bereich  $7 \mu\text{m} \leq x \leq 68 \mu\text{m}$  qualitativ die gespiegelte zeitaufgelöste Modulation der Überschussladungsträgerdichten in der Diode (vergleiche Abbildungen 3.24, 3.25, 3.26 und 3.27).

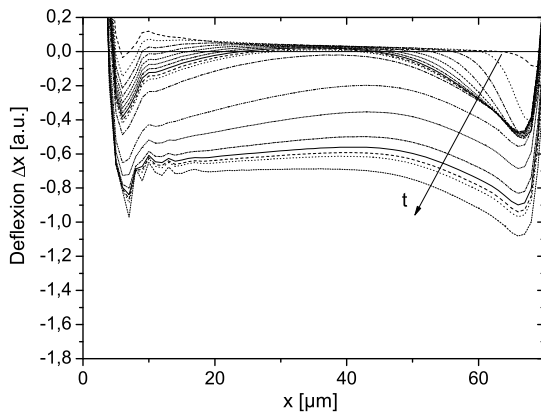


**Abbildung 5.7:** Simulierte freie Ladungsträgerabsorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$

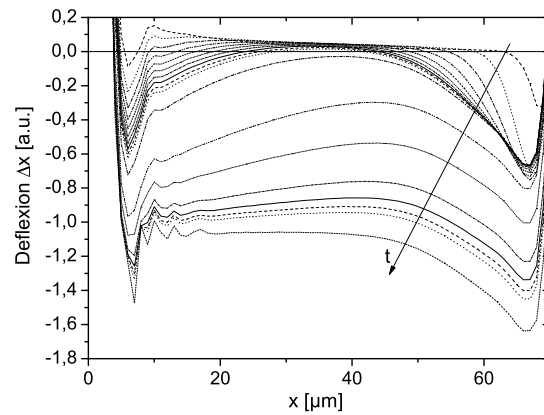


**Abbildung 5.8:** Simulierte freie Ladungsträgerabsorption zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $150 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$

Durch die Unterdrückung der Fabry-Perot-Schwingungen erhält man näherungsweise die Situation für die Lichtquelle SLED, bei der aufgrund ihrer kurzen Kohärenzlänge keine Fabry-Perot-Interferenzen auftreten. Im realen Experiment spielen beim Einsatz der SLED aber dennoch Veränderungen der Transmission durch die Probenoberflächen und besonders Auswirkungen der Deflexion auf die Absorption wichtige Rollen.



**Abbildung 5.9:** Simulierte Deflexion zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 100 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$



**Abbildung 5.10:** Simulierte Deflexion zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 100 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $150 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$

## 5.4 Einflüsse der Deflexion

Die Deflexion wird sowohl durch die Gradienten der Ladungsträgerverteilungen als auch durch den Gradienten in der Temperatur hervorgerufen. Im realen Experiment wird angestrebt, die beiden Einflüsse durch ihre beiden unterschiedlichen Zeitkonstanten zu trennen. Im virtuellen Experiment können diese beiden Einflüsse auf das Deflexionssignal getrennt untersucht werden. Mit  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial n} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial p} = 0$  kann der alleinige Einfluss der Temperatur und mit  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} = 0$  der alleinige Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die Deflexion untersucht werden.

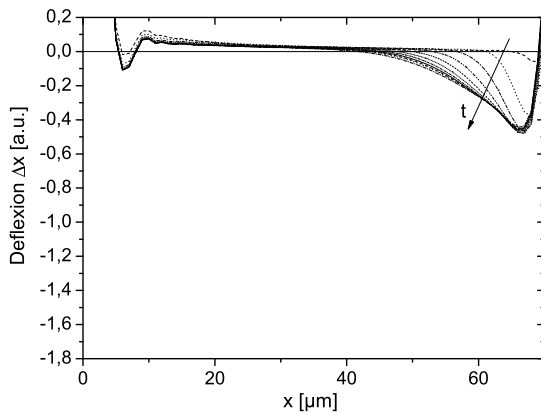
In Abbildung 5.9 und 5.10 sind die Deflexionsprofile, bei denen die Deflexion aufgrund der Ladungsträger und der Temperatur berücksichtigt sind, zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Beginn eines Strompulses in der Höhe von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$  gezeigt. Zum Verständnis dieser Kurven sind in den Abbildungen 5.11 und 5.12 sowie 5.13 und 5.14 jeweils entweder die Einflüsse der Ladungsträger oder der Temperatur auf das Deflexionsprofil bei den Stromdichten von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  veranschaulicht. Offensichtlich ergibt sich aus der Superposition der Abbildungen 5.11 und 5.12 sowie 5.13 und 5.14 die Graphen 5.9 und 5.10. In den Abbildungen 5.11 und 5.12 werden nur die Zeitpunkte  $t \leq 1,5 \mu\text{s}$  gezeigt, da danach die Ladungsträgerdichten quasi-stationär sind und sich daher die von ihnen verursachte Deflexion nicht mehr verändert. Die Deflexion aufgrund der Temperatur steigt in dem hier betrachteten Zeitraum dem Betrage nach kontinuierlich an. Wie aus den Abbildungen 5.9, 5.10, 5.13 und 5.14 ersichtlich ist, treten in der Umgebung des pn-Übergangs für starke Deflexionen Reflexionen und damit Interferenzen auf, die das Deflexionssignal verfälschen.

In den Randgebieten der intrinsischen Schicht in den Abbildungen 5.11 und 5.12 wird der Einfluss der Emittergebiete auf die durch Ladungsträger verursachte Deflexion deutlich. Aussagekräftige Daten für die Ladungsträgerdichten in der intrinsischen Schicht ergeben sich nur im Bereich  $10 \mu\text{m} \leq x \leq 66 \mu\text{m}$ . Deflexion aufgrund von Ladungsträgern tritt entsprechend der negativen Gradientenrichtung der Ladungsträgerdichten in der Nähe des pn-Übergangs in positiver Richtung und in der Nähe des n-Feldstopps in negativer Richtung auf. Da der absolute Wert des Gradienten der Ladungsträgerdichten auf der n-Feldstopp-Seite größer ist, ist dort auch die Deflexion betragsmäßig größer. Die Gradienten der Ladungsträgerdichten sind für die Stromdichte  $150 \text{ A/cm}^2$  größer als für die Stromdichte  $100 \text{ A/cm}^2$ , daher ist auch die Deflexion für die höhere Stromdichte betragsmäßig größer.

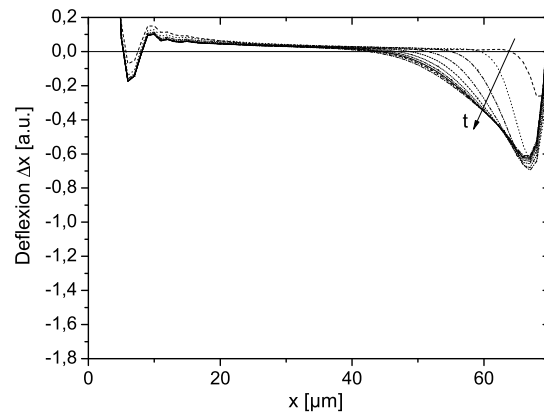
Das Licht wird aufgrund des Temperaturgradienten hauptsächlich in negativer Richtung abgelenkt. Der absolute Wert der Deflexion in der Nähe des pn-Übergangs steigt schnell an und pendelt sich dann auf einen quasi-stationären Wert ein. Besonders in der Nähe des n-Feldstopps nimmt die Deflexion nur langsam betragsmäßig zu. Die Deflexion aufgrund der Temperatur ist für die Stromdichte  $150 \text{ A/cm}^2$  betragsmäßig größer als für  $100 \text{ A/cm}^2$ , da durch die Rekombination der höheren Ladungsträgerdichten mehr Energie dissipiert wird.

Aus den Simulationen ist ersichtlich, dass eine Trennung der beiden Einflüsse nach dem in Abschnitt 4.5.2 beschriebenen Verfahren möglich ist, da das zeitabhängige Verhalten der beiden Einflussgrößen stark unterschiedlich ist. Dennoch sind folgende Punkte zu bedenken:

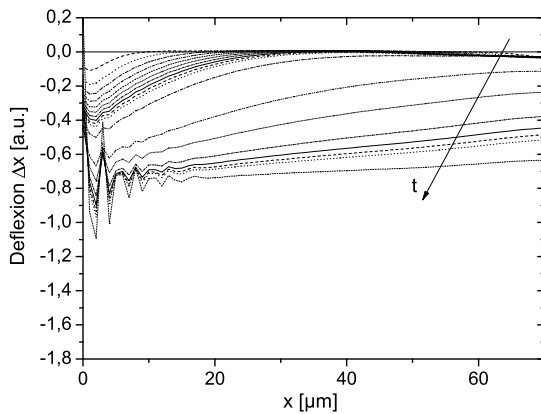
- Der Zeitpunkt, an dem der Knick im Deflexionssignal auftritt, wie es in den Abbildungen 4.16 und 4.17 veranschaulicht ist, variiert für verschiedene Orte  $x$ . Während in der Nähe des pn-Übergangs der Knick nach etwa  $0,1 \mu\text{s}$  auftritt, wird er in der Nähe des n-Feldstopps erst nach etwa  $1,5 \mu\text{s}$  auftreten.
- Besonders bei der Auswertung des Deflexionssignals in der Nähe des pn-Übergangs sind geringe Fehler durch den Algorithmus der Trennung von elektrischem und thermischen Signal über deren unterschiedliche Zeitkonstanten unabdingbar.
- Selbst nach sehr langen Pulslängen ist das Deflexionssignal in der Nähe des n-Feldstopps noch immer stark von der Ladungsträgerverteilung bestimmt. Zur Untersuchung des thermischen Verhaltens des Bauelements durch Laserdeflexion muss also auch nach langen Strompulsen das elektrische Verhalten, das beispielsweise durch Absorptionmessungen zugänglich ist, immer gleichzeitig bedacht werden.



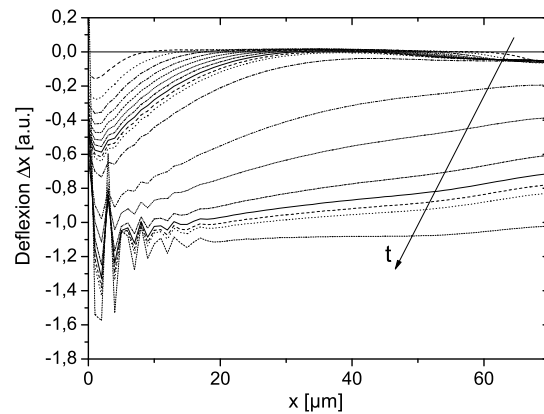
**Abbildung 5.11:** Simulierte Deflexion aufgrund der Ladungsträger zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$



**Abbildung 5.12:** Simulierte Deflexion aufgrund der Ladungsträger zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $150 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$



**Abbildung 5.13:** Simulierte Deflexion aufgrund der Temperatur zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 100 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$



**Abbildung 5.14:** Simulierte Deflexion aufgrund der Temperatur zu den Zeitpunkten  $0 \leq t \leq 1 \mu\text{s}$  in  $0,1 \mu\text{s}$ -Schritten und  $t = 1,5, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 100 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $150 \text{ A/cm}^2$  bei der Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$

## 5.5 Einfluss der limitierten optischen Auflösung

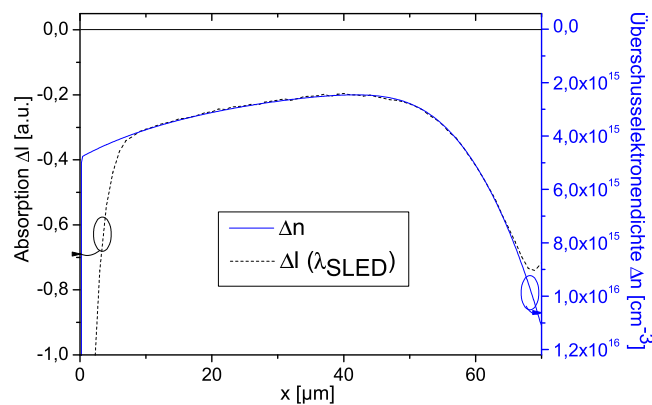
Nach Gleichung (4.13) ist das Absorptionsprofil  $\Delta I(x)$  unter idealisierten Bedingungen für das durchstrahlende Licht näherungsweise proportional zu dem Profil der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$ . Tatsächlich ist der Durchmesser des Lichtstrahls allerdings nicht unendlich dünn; daraus ergeben sich Beschränkungen in der



optischen Auflösung und der Messgenauigkeit (siehe Abschnitt 4.6.2). In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der Messergebnisse mit Hilfe des virtuellen Experiments untersucht.

In Abbildung 5.15 ist das Absorptionsprofil  $\Delta I(x)$  für die Wellenlängen  $\lambda_{SLED}$   $1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  der entsprechenden Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  gegenübergestellt. Dabei sind bei der Berechnung des Absorptionsprofils entsprechend der Vorgehensweise aus Abschnitt 5.3 die Fabry-Perot-Schwingungen unterdrückt. In Abbildung 5.15 wird deutlich, dass das Absorptionsprofil im Inneren der intrinsischen Schicht das Profil der Überschusselektronendichte qualitativ gut wiedergibt und nur in den Randgebieten das Absorptionsprofil aufgrund der beschränkten optischen Auflösung verfälscht ist. Dabei ist die Verfälschung in der Nähe des p-Emitters weit stärker als in der Umgebung des n-Feldstopps.

Die qualitative Beschreibung des Profils der Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  durch das gespiegelte Profil der Absorption ist hinreichend gut möglich. Für Miragemessungen an SiC-Bauelementen ergibt sich damit allgemein, dass deren Ergebnisse trotz der mit Si-Bauelementen vergleichsweise kurzen Driftzone der SiC-Bauelemente aussagekräftig sind.



**Abbildung 5.15:** Virtuelles Absorptionsprofil  $\Delta I(x)$  mit der Wellenlänge  $\lambda_{SLED}$  (gestrichelte Linie)  $1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn eines Strompulses der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  und Profil der entsprechenden Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  (durchgezogene Linie)



## 6 Messergebnisse

Die hier präsentierten Ergebnisse sind mit der SLED als Lichtquelle an Proben der Länge  $L = 400 \mu\text{m}$  aufgenommen. Ausgenommen davon sind die Messungen zur Bestimmung des Temperaturhubs in der Probe anhand von Fabry-Perot-Schwingungen in Abschnitt 6.1, bei denen als Lichtquelle der Laser und Proben der Länge  $L = 500 \mu\text{m}$  verwendet werden. Bei allen Messungen werden die zeitaufgelösten elektrischen Signale an der Probe und die zeitaufgelösten Absorptions- und Deflexionssignale wie auch die Lichtintensität  $I_{off,trans}$  gemessen. Die Lichtintensität  $I_{off,trans}$  wird aufgezeichnet, um Schwankungen der Probenlänge  $L$  entlang der  $x$ -Achse und Dotierungsverläufe in der Probe zu erkennen und um die Absorptionsprofile in % berechnen zu können. Unabhängig von der Dauer der Strompulse ist für alle gezeigten Messungen die Periodendauer der Strompulse 1 ms. Durch den thermischen Aufbau der Proben und die geringen dissipierten Energien ist sichergestellt, dass sich die Proben nicht durch die Folge von Strompulsen stetig erwärmen. Zur Bestimmung der Absorptions- und Deflexionsprofile längs der Stromflussrichtung werden die Proben in  $1 \mu\text{m}$ -Schritten in  $x$ -Richtung verschoben; Absorption, Deflexion und die Lichtintensität  $I_{off,trans}$  werden für jede Position zeitaufgelöst gemessen. Um die vergleichsweise geringen Messsignale trotz Rauschens zu bestimmen, werden die zeitabhängigen Messsignale schaltungstechnisch gefiltert und dann über mehrere Strompulse gemittelt. Typischerweise liegt die Anzahl der Mittlungen in Abhängigkeit der Höhe des Messsignals zwischen 10 und 100. Nachfolgend werden die Daten so ausgewertet, dass Profile in  $x$ -Richtung von Absorption, Deflexion und der Lichtintensität  $I_{off,trans}$  zu verschiedenen Zeitpunkten berechnet werden können.

Die untersuchten Proben sind pin-Dioden mit einer p-Emitterdicke  $d_p$  von  $10 \mu\text{m}$ . Diese speziell für diese optischen Untersuchungen angefertigten Proben sind bis auf die vergrößerte p-Emitterdicke baugleich mit den in [6] veröffentlichten Dioden und bieten den Vorteil, dass in der Nähe des pn-Übergangs das Licht nicht durch die Kontaktierung abgeschnitten wird. Die optischen Untersuchungen erfolgen bei Raumtemperatur. Daher werden durch die Vergrößerung des p-Emittergebiets der pin-Dioden von regulären  $3 \mu\text{m}^1$  auf  $10 \mu\text{m}$  keine maßgeblichen Veränderungen im elektrischen und thermischen Verhalten dieser Bauteile verursacht (vergleiche Abschnitt 3.1). Die optischen Untersuchungen für diese speziell angefertigten Proben sind also auch aussagekräftig für reguläre bipolare 4H-SiC-Dioden der p-Emitterdicke  $d_p = 3 \mu\text{m}$ .

---

<sup>1</sup> Nach der Erkenntnis des Einflusses der p-Emitterdicke  $d_p$  auf die Vorwärtskennlinie werden 4H-SiC-pin-Dioden typischerweise mit einer p-Emitterdicke von  $3 \mu\text{m}$  hergestellt.

## 6.1 Abschätzung der Selbsterwärmung der pin-Dioden durch Fabry-Perot-Schwingungen

Zur Untersuchung der Selbsterwärmung der Dioden werden Messungen mit Laser als Lichtquelle durchgeführt. Anhand der auftretenden Fabry-Perot-Interferenzen kann die Erwärmung des Bauelements bestimmt werden. In Abbildung 6.1 ist das zeitabhängige Absorptionssignal für einen Strompuls der Dauer  $100 \mu\text{s}$  und der Höhe  $j = 150 \text{ A/cm}^2$  an der Stelle  $x = 5 \mu\text{m}$  gezeigt. Die Probenlänge  $L$  beträgt in diesem Experiment in etwa  $500 \mu\text{m}$ .

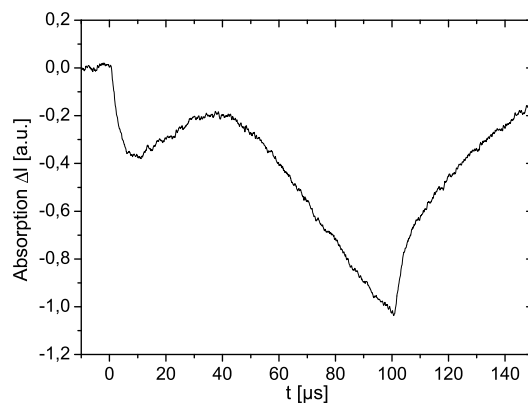


Abbildung 6.1: zeitabhängiges Absorptionssignal

Zur Zeit  $t = 0 \mu\text{s}$  wird der Strompuls eingeschaltet. Die Modulation der Ladungsträgerdichten im Inneren der Diode führt zu einer schnellen Reaktion des Absorptionssignals: Der Betrag der Absorption steigt schnell an. Durch die dissipierte elektrische Energie in der Probe wird diese langsam erwärmt. Die durch die Erwärmung der Probe ausgelöste Erhöhung des optischen Brechungsindex führt zu einer Veränderung der durch die als Fabry-Perot-Resonator fungierende Probe transmittierten Lichtleistung. In dem zeitabhängigen Absorptionssignal, dargestellt in Abbildung 6.1, äußert sich dieser Effekt durch eine vorübergehende Verringerung des Betrags der Absorption. In dem hier betrachteten Fall steigt die transmittierte Lichtleistung also temporär an. Zum Zeitpunkt  $t = 40 \mu\text{s}$  wird ein Maximum der Fabry-Perot-Schwingung erreicht. Bis zum Ende des Strompulses zum Zeitpunkt  $t = 100 \mu\text{s}$  äußert sich die fortschreitende Erwärmung und die damit einhergehende Erhöhung des Brechungsindex in einer Verminderung der transmittierten Lichtleistung und einer betragsmäßigen Vergrößerung der Absorption. Das Abschalten des Strompulses zum Zeitpunkt  $t = 100 \mu\text{s}$  hat zur Folge, dass die Überschussladungsträger in der intrinsischen Schicht schnell verschwinden. Der Betrag des Absorptionssignals fällt daher stark.

Wie in Abschnitt 5.2 bereits diskutiert, beträgt die Änderung der mechanischen Probenlänge  $\Delta L$  zwischen zwei Maxima der Fabry-Perot-Schwingungen  $73,4 \text{ nm}$ .

In Abbildung 6.1 ist circa eine halbe Fabry-Perot-Schwingung zu erkennen, was  $\Delta(n_{Br}L) = 101,6$  nm entspricht. Nach

$$\Delta n_{Br} = \frac{\Delta(n_{Br}L)}{L} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial T} \Delta T \quad (6.1)$$

ergibt sich mit dem Wert für  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  aus Abschnitt 4.4 und der mechanischen Probenlänge  $L$  von  $500 \mu\text{m}$  ein Temperaturhub  $\Delta T$  von  $2,9 \text{ K}$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den simulierten Daten (Abbildung 3.31) aus Abschnitt 3.2.

Die Simulationsergebnisse zur Temperaturentwicklung in 4H-SiC-pin-Dioden werden durch die Auswertung der Fabry-Perot-Schwingungen bestätigt. Zur exakten Bestimmung der orts aufgelösten Temperaturverteilung im Inneren der Probe ist dieses Verfahren allerdings nicht geeignet, da die Abschätzungen nur verhältnismäßig grob erfolgen können.

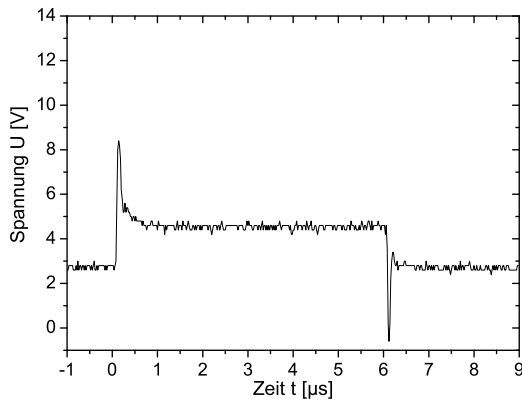
## 6.2 Messsignale im Einschaltverhalten

Die transienten elektrothermischen Simulationen aus Abschnitt 3.2 zum Einschaltverhalten der pin-Dioden werden in diesem Abschnitt messtechnisch überprüft. Dabei wird das elektrische und thermische Verhalten für die Zeitspanne  $0 \leq t \leq 1,5 \mu\text{s}$  betrachtet. Dazu werden  $6 \mu\text{s}$  lange rechteckförmige Strompulse der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  an die Probe angelegt. Die Untersuchungen zu den Stromdichten  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  sind zwar nicht an derselben Diode<sup>2</sup>, aber an benachbarten Dioden auf dem Wafer ausgeführt worden. Der Austausch der Probe in dem Messaufbau führt auch zu einer geringfügig veränderten Justierung. Die an der Probe gemessenen zeitabhängigen Spannungen und Ströme für die Stromdichten  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  sind in den Abbildungen 6.2, 6.3, 6.4 und 6.5 dargestellt. Der Serienwiderstand der Kontaktierung  $R_{Kontakt} = 0,5 \Omega$  verursacht im leitenden Zustand der Diode einen zusätzlichen Spannungsabfall. Für eine Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  ergibt sich ein  $\Delta U = 0,5 \text{ V}$  und  $\Delta U = 0,75 \text{ V}$ . Die Bauart des Strompulsers bewirkt, dass während der nichtleitenden Zustände der Diode die Spannung  $U$  nur auf die Einsatzspannung  $2,8 \text{ V}$  und nicht auf  $0$  abgesenkt wird.

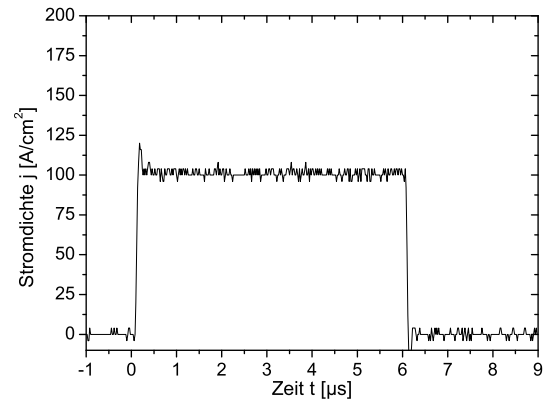
Anhand der transmittierten Lichtintensitäten  $I_{off,trans}$  (Abbildungen 6.6 und 6.7) kann die Struktur und Lage der Proben in  $x$ -Richtung untersucht werden. Die Übergänge zwischen p-Emitter und intrinsischer Schicht ( $x = 0 \mu\text{m}$ ) und zwischen intrinsischer Schicht und n-Feldstopp ( $x = 70 \mu\text{m}$ ) sind gut zu erkennen: In der schwach dotierten intrinsischen Schicht ( $0 \mu\text{m} \leq x \leq 70 \mu\text{m}$ ) ist die Lichttransmission  $I_{off,trans}$  am größten. Aufgrund der zunehmenden Dotierung nimmt die Lichttransmission im n-Feldstopp und n-Substrat ( $x > 70 \mu\text{m}$ ) ab. Die extrem geringe

---

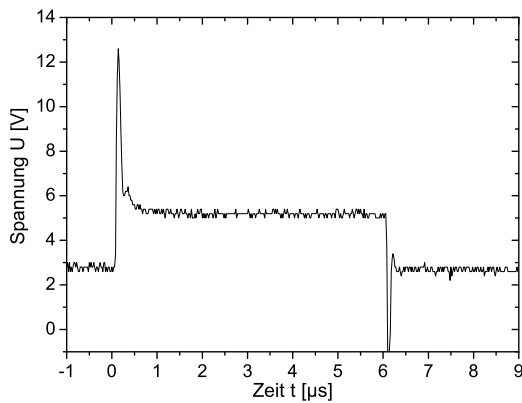
<sup>2</sup> Die Drift der Vorwärtsspannung in den präparierten Proben erzwingt einen Wechsel der Proben nach einem Messdurchlauf. Eine detaillierte Betrachtung dieses Effektes folgt in Abschnitt 6.4.



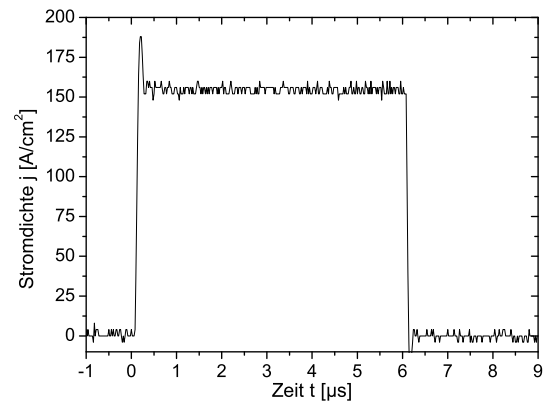
**Abbildung 6.2:** Zeitabhängige Spannung  $U$  an der Probe für Untersuchungen bei  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.3:** Zeitabhängige Stromdichte  $j$  an der Probe für Untersuchungen bei  $j_{on} = 100 \text{ A/cm}^2$



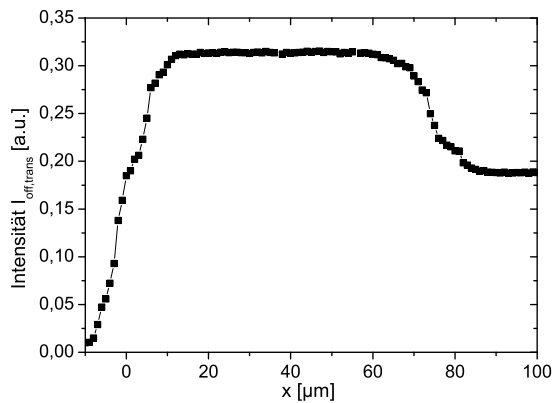
**Abbildung 6.4:** Zeitabhängige Spannung  $U$  an der Probe für Untersuchungen bei  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$



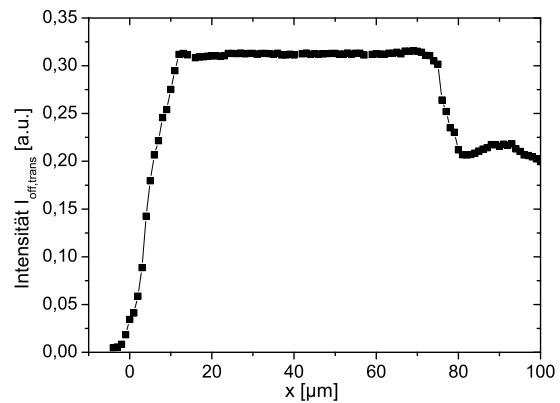
**Abbildung 6.5:** Zeitabhängige Stromdichte  $j$  an der Probe für Untersuchungen bei  $j_{on} = 150 \text{ A/cm}^2$

Lichttransmission  $I_{off,trans}$  im Bereich des p-Emitters ( $-10 \mu\text{m} \leq x \leq 0 \mu\text{m}$ ) ist dadurch bedingt, dass der p-Emitter hoch dotiert ist und dass das Licht teilweise an der Kontaktierung abgeschnitten wird. In diesem Bereich steigt daher die Lichtintensität  $I_{off,trans}$  mit wachsendem  $x$  drastisch an. Die limitierte optische Auflösung des einfallenden Gaußschen Strahls verursacht eine Verschmierung der einzelnen Bereiche. Ein Vergleich der beiden Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigt, dass die Justierung bei der Messung mit der Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  wesentlich besser ist.

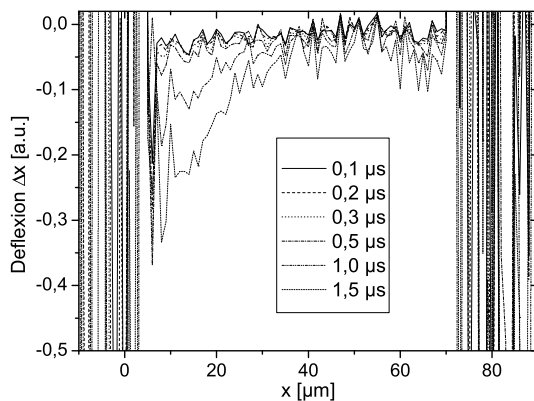
Die Intensitätsverläufe  $I_{off,trans}(x)$  in den Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen weiter, dass die Präparation beider Proben sehr homogen ist. In der gesamten intrinsischen Schicht ist die transmittierte Lichtintensität  $I_{off,trans}$  nahezu konstant, so dass eine schwere Kantenverrundung aufgrund der Probenpräparation in dem Messbereich  $x \geq 10 \mu\text{m}$  ausgeschlossen werden kann.



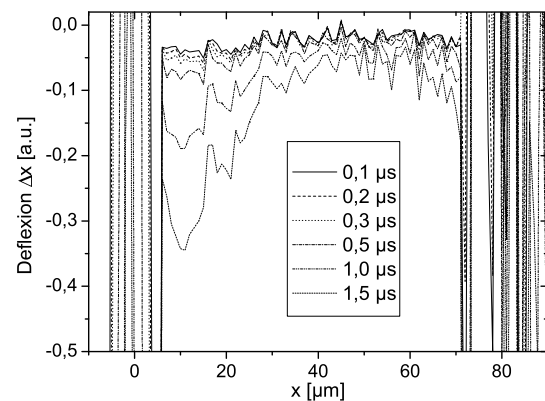
**Abbildung 6.6:** Profil der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  für die Probe, an der Untersuchungen bei einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  durchgeführt werden



**Abbildung 6.7:** Profil der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  für die Probe, an der Untersuchungen bei einer Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  durchgeführt werden



**Abbildung 6.8:** Profile der Deflexion für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.9:** Profile der Deflexion für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$

### 6.2.1 Deflexion

Die gemessenen Deflexionsprofile zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn des Strompulses von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  sind in den Abbildungen 6.8 und 6.9 gezeigt. Aussagekräftige Daten ergeben sich nur in dem Bereich  $10 \mu\text{m} \leq x \leq 70 \mu\text{m}$ . Sonst führen die verschiedenen Schichten der Diodenstruktur zu Lichtbrechungen und Reflexionen, die keine auswertbaren Daten liefern. Selbst in dem Bereich  $10 \mu\text{m} \leq x \leq 70 \mu\text{m}$  sind die Kurven sehr verrauscht. Ursache dafür sind die sehr kleinen Ablenkungen in der Probe. Eine Abschätzung nach Formel 4.14 ergibt  $\Delta x \leq 50 \text{ nm}$  auf der Lichtaustrittsfläche der Probe.

In den gemessenen Deflexionsprofilen ist durch einen Vergleich mit den Resultaten

für die Deflexion des virtuellen Experiments (Abbildungen 5.9 bis 5.14) deutlich der thermische und elektrische Anteil zu erkennen. Allerdings zeigt sich, dass in den virtuellen Ergebnissen die Deflexion aufgrund der Ladungsträgerdichte gegenüber der Deflexion aufgrund der Temperatur stark überschätzt wird. Der Koeffizient  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T}$  ist in der Literatur in dem Wellenlängenbereich  $471 \text{ nm} \leq \lambda \leq 668 \text{ nm}$  zu dem konstanten Wert  $7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  bestimmt worden. Eine Bestimmung des Wertes für die Wellenlänge  $\lambda_{SLED} = 761,7 \text{ nm}$  aus Fabry-Perot-Schwingungen am Miragemessplatz ist bisher nicht möglich, da bekanntlich mit der SLED als Lichtquelle keine Fabry-Perot-Schwingungen auftreten und eine andere Lichtquelle mit ähnlicher Wellenlänge nicht verfügbar ist. Die Koeffizienten  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial n}$  und  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial p}$ , die zur Simulation der virtuellen Ergebnisse Abbildungen 5.9 bis 5.12 verwendet wurden, sind aus dem Drude-Modell berechnet und daher nur grobe Schätzwerte. Da also für keinen der Koeffizienten  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T}$ ,  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial n}$  und  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial p}$  ein gesicherter Wert angegeben werden kann, wird für spätere Betrachtungen in Abschnitt 6.2.3 das Verhältnis  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} : (\frac{\partial n_{Br}}{\partial n} + \frac{\partial n_{Br}}{\partial p})$  gegenüber den in Abschnitt 4.4 aufgeführten Werten um den Faktor 6 vergrößert.

Ein Vergleich der Kurvenscharen der Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigt, dass die Deflexion aufgrund der Temperatur und aufgrund der Ladungsträgerdichte bei einer Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  größer ist als bei einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$ , wie es auch das virtuelle Experiment in den Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigt.

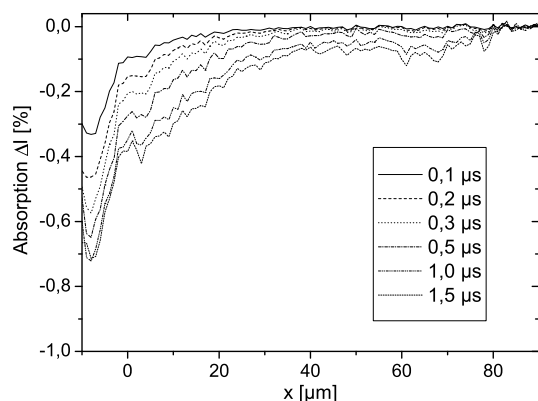
## 6.2.2 Absorption

Die gemessenen Absorptionsprofile zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn des Strompulses von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  sind in den Abbildungen 6.10 und 6.11 gezeigt. Für voranschreitende Zeit nimmt für beide untersuchten Stromdichten die Absorption betragsmäßig zu, wobei die Absorption für  $100 \text{ A/cm}^2$  stets kleiner ist als die für  $150 \text{ A/cm}^2$ .

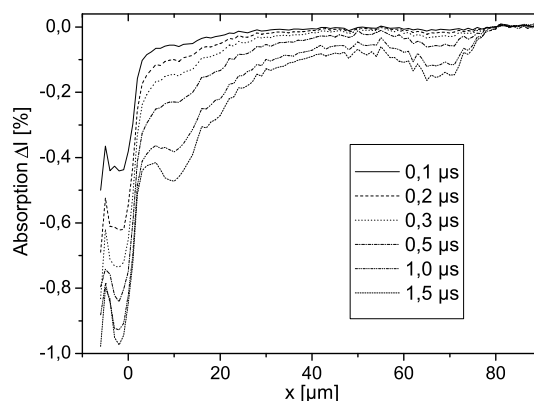
Ein Vergleich mit den virtuellen Absorptionsprofilen in den Abbildungen 5.7 und 5.8 deckt einen augenfälligen Unterschied zwischen realen und virtuellen Messergebnissen auf: Während sich die Kurvenscharen des virtuellen Experiments asymptotisch jeweils einem quasi-stationären Absorptionsprofil annähern, ist in dem hier betrachteten Zeitbereich kein derartiges Verhalten in den Absorptionssignalen des realen Experiments zu erkennen. Die Absorptionskurven verschieben sich im realen Experiment zu betragsmäßig höheren Absorptionen hin. In der intrinsischen Schicht in der Nähe des p-Emitters ist dieser Effekt am stärksten zu beobachten. Während im virtuellen Experiment das Absorptionsprofil zur Zeit  $t = 1,5 \mu\text{s}$  in guter Näherung das quasi-stationäre Profil der gespiegelten Überschusselektronendichte wiedergibt (siehe Abbildung 5.15), ist dies offensichtlich im realen Experiment nicht der Fall.

Eine Korrelation der Absorptionsprofile 6.10 und 6.11 mit den jeweiligen Deflexionsprofilen in den Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigt, dass die Absorption an den Stellen betragsmäßig zunimmt, an denen die Deflexion ebenfalls im Betrag steigt. Deutlich ersichtlich ist dies insbesondere für die Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  im Bereich von  $10 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ . Eine Erhöhung der betragsmäßigen Absorption aufgrund





**Abbildung 6.10:** Profile der Absorption für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.11:** Profile der Absorption für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$

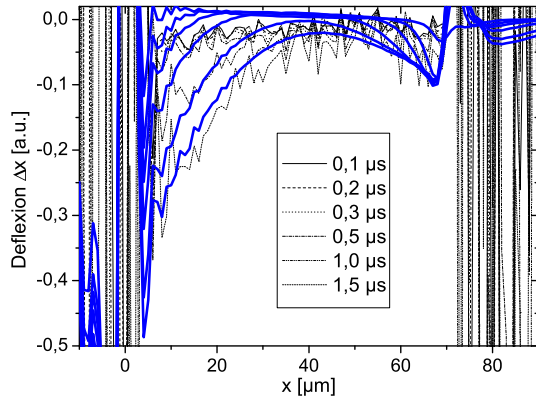
der Verlängerung des geometrischen Weges durch die Deflexion ist bei den auftretenden, im Verhältnis zu der Probenlänge  $L$  geringfügigen Ablenkungen  $\Delta x$  nicht relevant. Dies legt nahe, dass es aufgrund der Deflexion in negativer  $x$ -Richtung und aufgrund des zu den Probenabmessungen vergleichsweise großen Strahldurchmessers des Lichtes zu einer Verringerung der Lichttransmittivität durch zusätzliche Lichtabsorption im hoch dotierten p-Emitter und an der Kontaktierung der Probe kommt.

### 6.2.3 Vergleich von realen und virtuellen Messergebnissen

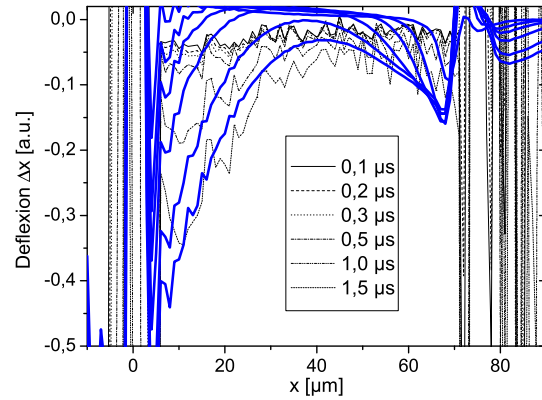
Eine genaue Evaluierung der realen Messergebnisse wird durch einen Vergleich mit äquivalenten virtuellen Messergebnissen<sup>3</sup>, denen die Simulationen aus Abschnitt 3.2 zugrunde liegen, erzielt. In den Abbildungen 6.12 und 6.13 wird dieser Vergleich für die bereits diskutierten Deflexionsprofile aus den Abbildungen 6.8 und 6.9 durchgeführt, indem die Ergebnisse des virtuellen Experiments (dicke durchgezogene Linien in den Abbildungen 6.12 und 6.13) mit den realen Experimenten verglichen werden. Mit dem veränderten Parameterverhältnis  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} : (\frac{\partial n_{Br}}{\partial n} + \frac{\partial n_{Br}}{\partial p})$  erreicht man gute Übereinstimmung zwischen realen und virtuellen Deflexionsprofilen. Die leichten Unstimmigkeiten für  $0 \leq t \leq 0,3 \mu\text{s}$  sind teilweise durch die unterschiedlichen Formen der Strompulse in der Simulation und im Experiment bestimmt.

In den Abbildungen 6.14 und 6.15 werden die gemessenen Absorptionskurven aus den Abbildungen 6.10 und 6.11 virtuellen Absorptionsprofilen (dicke durchgezogene Linien) gegenübergestellt. Wie bereits diskutiert, wird die betragsmäßig zunehmende gemessene Absorption in der intrinsischen Schicht in der Nähe des pn-Übergangs im virtuellen Experiment nicht abgebildet. Der Grund dafür liegt darin, dass zur

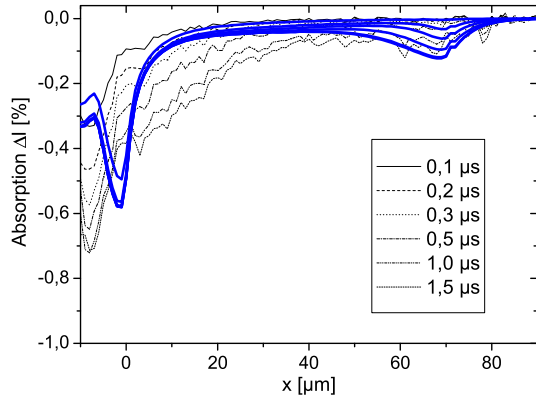
<sup>3</sup> Die Probenlänge im virtuellen Experiment beträgt nun wie im realen Experiment  $L = 400 \mu\text{m}$ .



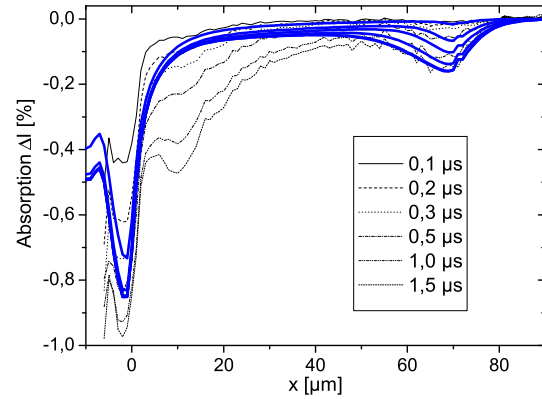
**Abbildung 6.12:** Profile der realen Deflexion und virtuellen Deflexion (dicke durchgezogene Linien) für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.13:** Profile der realen Deflexion und virtuellen Deflexion (dicke durchgezogene Linien) für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $150 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.14:** Profile der realen Absorption und virtuellen Absorption (dicke durchgezogene Linien) für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$



**Abbildung 6.15:** Profile der realen Absorption und virtuellen Absorption (dicke durchgezogene Linien) für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$

Simulation der Absorptionskurven im virtuellen Experiment zur Unterdrückung der Fabry-Perot-Schwingungen die Faktoren  $\frac{\partial n_{Br}}{\partial T} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial n} = \frac{\partial n_{Br}}{\partial p} = 0$  gesetzt sind und somit keine Deflexion im virtuellen Experiment auftreten kann.

Die betragsmäßige Vergrößerung der Absorption aufgrund der Deflexion ist hauptsächlich durch den Anstieg des Temperaturgradienten in der intrinsischen Schicht begründet. In den Abbildungen 3.24 und 3.26 sowie 3.28 und 3.30 sind die simulierten Verläufe der Elektronendichten und der Temperatur in den pin-Dioden bei Stromdichten von  $100 \text{ A/cm}^2$  und  $150 \text{ A/cm}^2$  dargestellt. Offensichtlich ist in der intrinsischen Schicht in der Nähe des pn-Übergangs die Elektronendichte sehr schnell

nach Beginn des Strompulses quasi-stationär, während sich der Temperaturgradient langsamer ausbildet. Die gemessenen Absorptionskurven zu dem Zeitpunkt  $t = 0,2 \mu\text{s}$  spiegeln daher in der intrinsischen Schicht in der Nähe des pn-Übergangs das quasi-stationäre Profil der Überschusselektronendichten wider. Der Temperaturgradient in der intrinsischen Schicht in der Nähe des n-Feldstopps ist selbst nach  $1,5 \mu\text{s}$  noch gering. Daher kann zur Beschreibung des quasi-stationären Profils der Überschusselektronendichte die gespiegelte Kurve der Absorption zum Zeitpunkt  $t = 1,5 \mu\text{s}$  verwendet werden. Ein Vergleich der realen mit den virtuellen Absorptionskurven bestätigt diese Argumentationsreihe.

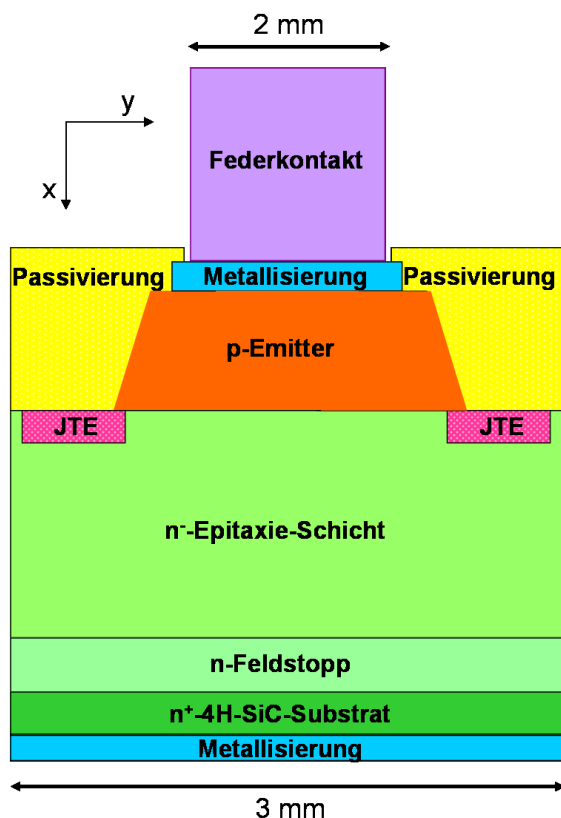
Das Profil der quasi-stationären Überschusselektronendichte  $\Delta n(x)$  ist also trotz der auftretenden Deflexion aus den gemessenen Absorptionskurven näherungsweise ablesbar. Dazu müssen die Absorptionsprofile von verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn des Strompulses gebietsweise ausgewertet werden.

Neben dem Einfluss der Deflexion auf die Absorptionskurven wird durch das vergleichende virtuelle Experiment auch der Einfluss der Justierung deutlich. Wie bereits die Abbildungen 6.6 und 6.7 nahe legen, ist die Justierung bei der Messung mit der Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  wesentlich besser als bei der Messung mit  $100 \text{ A/cm}^2$ . Auch die bessere Übereinstimmung der Absorptionsprofile zwischen realem und virtuellem Experiment für die Stromdichte von  $150 \text{ A/cm}^2$  verglichen mit der für die Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  zeigt, dass eine gute Justierung grundlegend für eine aussagekräftige Messung ist.

### 6.3 Test der Homogenität des Stromflusses

Das Mirageexperiment bietet die Möglichkeit zu untersuchen, wie sich der Strom in  $y$ -Richtung in der intrinsischen Schicht verteilt. In Abbildung 6.16 ist die Struktur der Proben mit der Anodenkontaktierung gezeigt. Während durch die Probenpräparation der Randabschluss (JTE) in  $z$ -Richtung entfernt wird, ist er in  $y$ -Richtung noch vorhanden. Der Federkontakt, mit dem die Metallisierung der Anode während der Messung kontaktiert wird, deckt in  $y$ -Richtung quasi den gesamten Bereich der Anodenmetallisierung ab. Fraglich ist, ob der die pin-Diode durchfließende Strom nur unterhalb der Anodenmetallisierung durch die Probe fließt oder ob Teile des Stroms auch unterhalb der Passivierung und der JTE fließen.

Bei den in Abbildungen 6.17 und 6.18 gezeigten Messungen wird die Probe im Gegensatz zu den bisherigen Messungen in  $y$ -Richtung verschoben. Da die Abmessungen in  $y$ -Richtung wesentlich größer sind als die der intrinsischen Schicht in  $x$ -Richtung, wird die Schrittweite in  $y$ -Richtung zu  $250 \mu\text{m}$  gewählt. Die Probe wird mit Strompulsen der Höhe  $100 \text{ A/cm}^2$  beaufschlagt. In der Abbildung 6.17 ist die transmittierte Lichtintensität  $I_{off,trans}$  gezeigt. Dabei ist der Nullpunkt der  $y$ -Achse außerhalb der Probe gewählt. Ab der Stelle  $y = 0,5 \text{ mm}$  befindet man sich in der Probe, so dass die transmittierte Lichtintensität  $I_{off,trans}$  stark abnimmt. Die transmittierte Lichtintensität  $I_{off,trans}$  steigt an der Stelle  $y = 3,75 \text{ mm}$  wieder

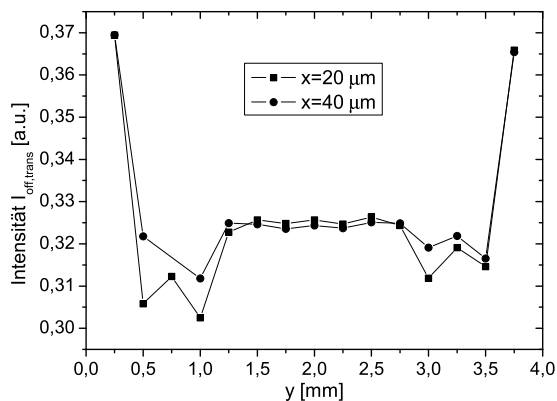


**Abbildung 6.16:** Skizze der untersuchten Proben mit Federkontakt an der Anode

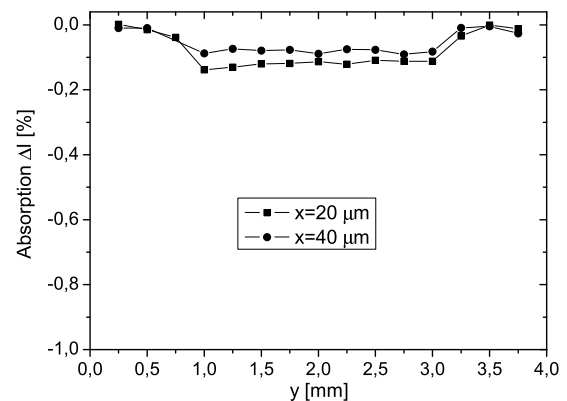
drastisch an, da der Lichtstrahl ab dieser Stelle nicht mehr durch die Probe geht. Bei Messungen in der Nähe der Grenzflächen zwischen Probe und die Probe umgebender Luft treten aufgrund von Reflexionen vergleichsweise große Schwankungen auf. Die Verläufe der transmittierten Lichtintensität für die Positionen  $x = 20 \mu\text{m}$  und  $x = 40 \mu\text{m}$  und deren Ähnlichkeit zeigen die Homogenität der Probenpräparation in  $y$ - und  $x$ -Richtung.

In Abbildung 6.18 sind die Absorptionsprofile in  $y$ -Richtung zu dem Zeitpunkt  $t = 1,5 \mu\text{s}$  nach Beginn des Strompulses für die Positionen  $x = 20 \mu\text{m}$  und  $x = 40 \mu\text{m}$  dargestellt. Für  $1 \text{ mm} \leq y \leq 3 \text{ mm}$  ist für beide Positionen die Absorption betragsmäßig vergrößert. An diesen Orten ist Absorption durch freie Ladungsträger und durch die Auswirkungen der Deflexion vorhanden. Dieser Bereich liegt unterhalb des Federkontakts und der Anodenmetallisierung. Unterhalb der Passivierung und der JTE ist der Betrag der freien Ladungsträgerabsorption an beide  $x$ -Positionen wesentlich geringer. Offensichtlich befinden sich sehr wenige freie Ladungsträger unter der Passivierung und dem Randabschluss, und der Temperaturgradient in  $x$ -Richtung ist dort ebenfalls gering. Somit ist gezeigt, dass der Strom vorwiegend nur unterhalb der Anodenmetallisierung durch die pin-Diode fließt.

Die Absorption unterhalb des Federkontakts ist weitgehend homogen. Für die Position  $x = 20 \mu\text{m}$  ist die gemessene Absorption  $\Delta I$  im Bereich  $1 \text{ mm} \leq y \leq 1,5 \text{ mm}$



**Abbildung 6.17:** Profile in  $y$ -Richtung der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  an zwei verschiedenen Orten  $x$



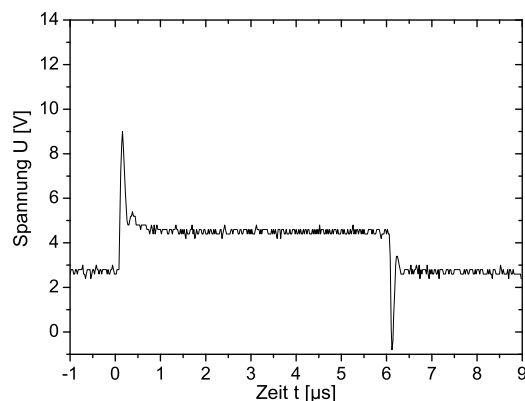
**Abbildung 6.18:** Profile in  $y$ -Richtung der Absorption  $\Delta I$  an zwei verschiedenen Orten  $x$  für eine Stromdichte von  $100 \text{ A/cm}^2$  zur Zeit  $t = 1,5 \mu\text{s}$

jedoch betragsmäßig leicht erhöht. Diese Erhöhung ist wahrscheinlich in einem lokalen betragsmäßig größeren Temperaturgradienten und damit einer betragsmäßig höheren Deflexion begründet. Der betragsmäßig höhere Temperaturgradient kann seine Ursache in einem geringfügig kleineren Anpressdruck des Federkontakts auf die Metallisierung und damit einem schlechteren thermischen Kontakt haben.

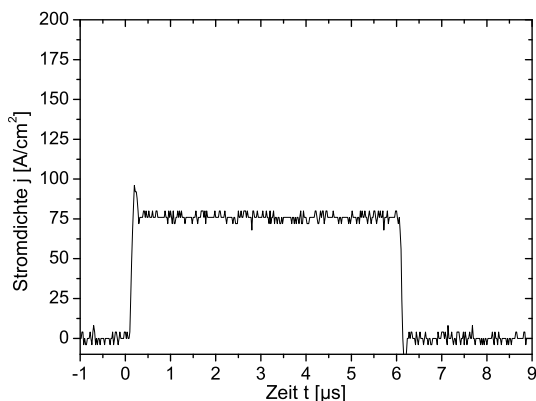
## 6.4 Drift der Vorwärtsspannung

Während der Messungen erweist sich als großes Problem, dass die gepulst betriebenen präparierten Proben abhängig von der Stromdichte und der Pulslänge schon nach kurzer Zeit eine beträchtliche Drift in der Vorwärtsspannung aufweisen. Aufgrund des geringen Taktverhältnisses und der mäßigen Stromdichten kann eine thermische Zerstörung der Proben ausgeschlossen werden. Da die nicht präparierten Dioden keine Drift der Vorwärtsspannung aufweisen, muss davon ausgegangen werden, dass der Bearbeitungsprozess durch Sägen und Polieren das Halbleitermaterial der Dioden nachhaltig schädigt. Dabei sind die Kräfte während des Sägens wesentlich höher als während der Poliersequenz. Die Ursache der Drift der Vorwärtsspannung wird Stapelfehlern im Kristall zugeschrieben [76, 77, 78]. Durch die zum Teil hohen Kräfte, die bei der Probenpräparation am Kristall wirken, ist eine Schädigung des Kristalls möglich [79]. Als Gegenmaßnahme zur Reduzierung der durch den Präparationsprozess entstehenden Stapelfehler ist eine Verringerung der Kräfte während des Präparationsprozesses angezeigt.

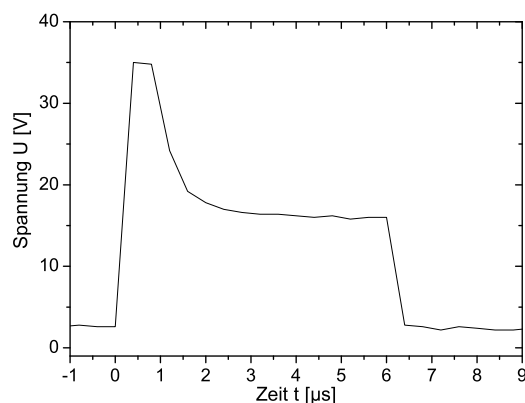
Die genauen Ursachen der Drift der Vorwärtsspannung lassen sich mit dem Mirageexperiment nicht eruieren. Dennoch bietet das Mirageexperiment die Möglichkeit, die Auswirkungen der Drift der Vorwärtsspannung auf das elektrothermische Verhalten in der intrinsischen Schicht über Absorptions- und Deflexionsmessungen zu



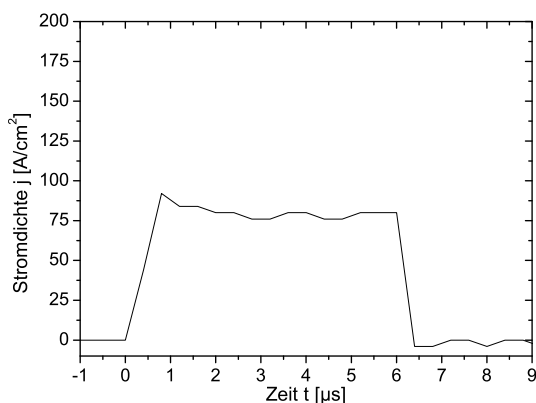
**Abbildung 6.19:** Zeitabhängige Spannung  $U$  an der regulären Probe



**Abbildung 6.20:** Zeitabhängige Stromdichte  $j$  an der regulären Probe



**Abbildung 6.21:** Zeitabhängige Spannung  $U$  an der Probe, die eine starke Drift der Vorwärtsspannung aufweist



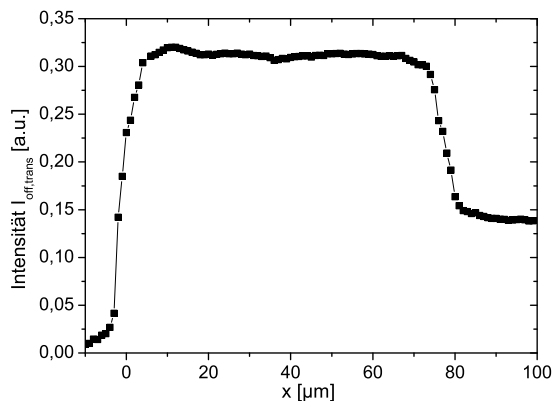
**Abbildung 6.22:** Zeitabhängige Stromdichte  $j$  an der Probe, die eine starke Drift der Vorwärtsspannung aufweist

untersuchen. Dafür werden Messungen von einer Probe, die noch keine Drift der Vorwärtsspannung aufweist, und von einer Probe, bei der die Vorwärtsspannung bereits drastisch erhöht ist, verglichen. Die Stromdichte beträgt in beiden Fällen  $75 \text{ A/cm}^2$ .<sup>4</sup> Die Abbildungen 6.19 und 6.20 zeigen die Spannungs- und Stromverläufe an ersterer Probe und entsprechen den Erwartungen. Die in den Abbildungen 6.21 und 6.22 gezeigten Verläufe unterscheiden sich merklich: Die für die Stromdichte von  $75 \text{ A/cm}^2$  benötigte Spannung beträgt im quasi-stationären Zustand der Probe fast das Vierfache verglichen mit der nicht degradierten Probe. Da der Strompuls maximal  $35 \text{ V}$  Ausgangsspannung liefern kann, sind die Flanken des Strompulses vergleichsweise flach.

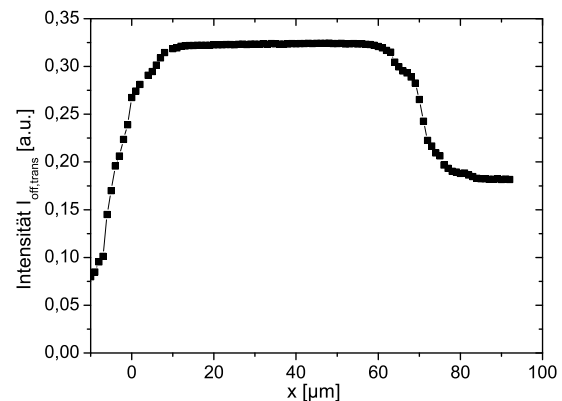
Die Abbildungen 6.23 und 6.24 zeigen die Profile der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  für die reguläre und degradierte Probe. Offensichtlich ist die Probe in beiden Fällen gut justiert. Im Falle der degradierten Probe sind im Profil der transmittierten

<sup>4</sup> Untersuchungen bei höheren Stromdichten sind für degradierte Proben nicht möglich, da die Ausgangsspannung des Strompulsers begrenzt ist.

Lichtintensität keine Auffälligkeiten bemerkbar.



**Abbildung 6.23:** Profil der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  für die reguläre Probe



**Abbildung 6.24:** Profil der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}$  für die Probe, die eine starke Drift der Vorwärtsspannung aufweist

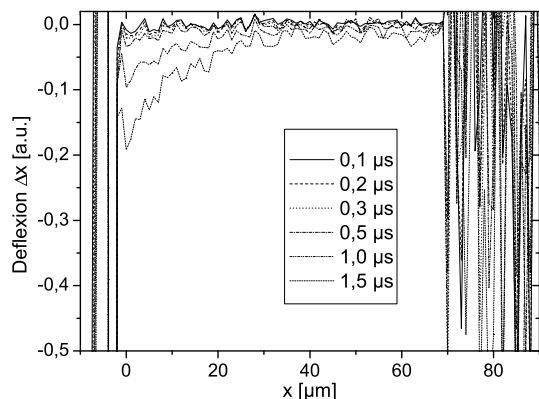
Eine vergleichende Betrachtung der Deflexion der regulären und der degradierten Probe in den Abbildungen 6.25 und 6.26 zeigt, dass die Deflexion der degradierten Probe eine betragsmäßig höhere und ungleichmäßige Deflexion aufweist. Die betragsmäßig höhere Deflexion kann durch betragsmäßig größere Temperaturgradienten aufgrund mehr dissipierter Energie durch eine höhere angelegte Spannung begründet werden. Das wellenartige Profil der Deflexion ist charakteristisch für die degradierte Probe. Die Schwankungen in der Deflexion können aufgrund ihrer Amplitude kaum durch Gradienten in der Elektronendichte hervorgerufen werden. Daher liegt nahe, dass es in der degradierten Probe Gebiete gibt, die sich besonders erwärmen.

Die Absorptionsprofile der regulären und der degradierten Proben in den Abbildungen 6.27 und 6.28 korrelieren zu den Deflexionsmessungen in bereits diskutierter Weise: Die betragsmäßige Erhöhung der Deflexion führt zu einer betragsmäßigen Erhöhung der Absorption. Im Falle der degradierten Probe äußert sich dies in wellenförmigen Kurven für die Absorptionsprofile.

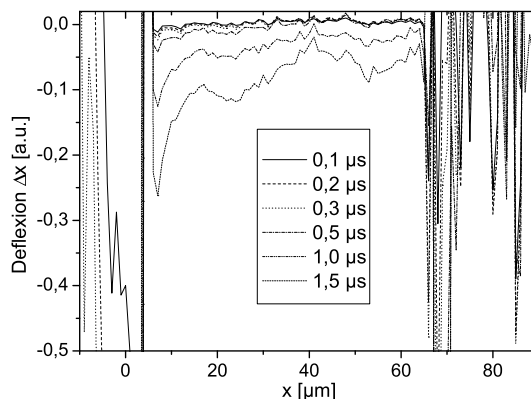
Sowohl in der Abbildung 6.26 als auch in der Abbildung 6.28 ist der Einfluss der Ladungsträgermodulation in der intrinsischen Schicht in der Nähe des n-Feldstopps im Falle der degradierten Probe im Gegensatz zur regulären Probe trotz der guten Justierung der Probe nicht zu erkennen. Die geringe Modulation der Ladungsträgerdichte in der intrinsischen Schicht ist eine Erklärung für die nötigen hohen Vorwärtsspannungen der degradierten Probe.

## 6.5 Kritische Diskussion der Messungen

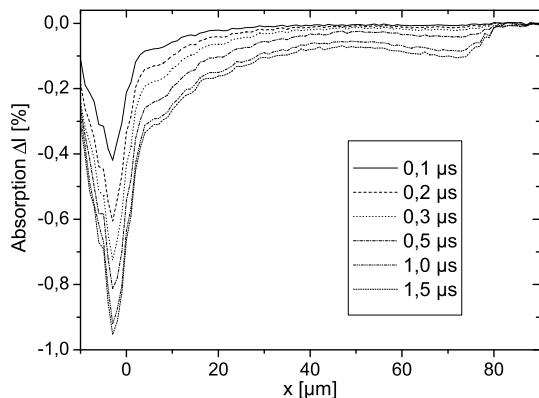
Wie im Abschnitt 6.2 deutlich wird, hat die Justierung einen maßgeblichen Einfluss auf die Aussagekraft der Ergebnisse. Reale und virtuelle Messergebnisse stimmen



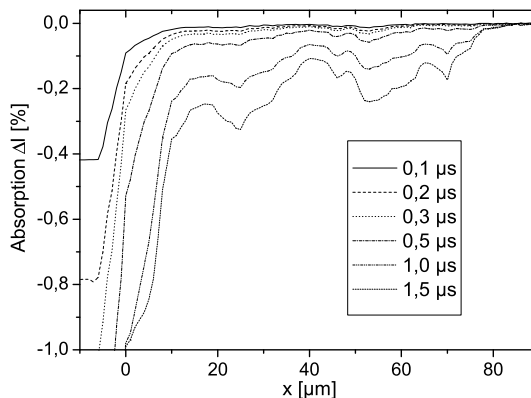
**Abbildung 6.25:** Profile der Deflexion für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $75 \text{ A/cm}^2$  für die reguläre Probe



**Abbildung 6.26:** Profile der Deflexion für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $75 \text{ A/cm}^2$  für die Probe, die eine starke Drift der Vorwärtsspannung aufweist



**Abbildung 6.27:** Profile der Absorption für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $75 \text{ A/cm}^2$  für die reguläre Probe



**Abbildung 6.28:** Profile der Absorption für verschiedene Zeitpunkte nach Beginn des Strompulses mit einer Stromdichte  $75 \text{ A/cm}^2$  für die Probe, die eine starke Drift der Vorwärtsspannung aufweist

für die gut justierte Probe bei den Untersuchungen zu  $150 \text{ A/cm}^2$  wesentlich besser überein als bei den Untersuchungen zu  $100 \text{ A/cm}^2$ . Je größer das durchleuchtete Volumen im Inneren der Probe ist, desto ungenauer sind also die Messergebnisse der Absorption und Deflexion. Die Qualität der Justierung kann einfach durch die Profile der transmittierten Lichtintensität  $I_{off,trans}(x)$  überprüft werden. Je deutlicher die einzelnen Bereiche der Diode in diesen Profilen erkannt werden können, desto besser ist die Justierung.

Die Drift der Vorwärtsspannung der pin-Dioden schränkt die Möglichkeiten der Untersuchungen stark ein. So sind aussagekräftige Messungen bei hohen Stromdichten und langen Pulslängen nicht möglich, da die Vorwärtsspannung driftet, bevor der



Messdurchlauf an allen relevanten Punkten der  $x$ -Achse abgeschlossen ist. Da die Länge der Strompulse einen derart großen Einfluss auf die Degradation der Bauteile hat, ist von einer thermischen Aktivierung der Defekte im Kristall auszugehen. Aufgrund der schnellen Zerstörung der Proben können die Messergebnisse an derselben Probe auch nicht reproduziert werden.

Dennoch kann aus der kombinierten Betrachtung der Deflexion und Absorption das elektrothermische Verhalten der pin-Dioden gut charakterisiert werden. Zur Auswertung der Absorption ist allerdings eine gleichzeitige Betrachtung der Deflexion nötig, um den Einfluss der Deflexion auf die Absorptionsprofile abzuschätzen.



# 7 Zusammenfassung und Ausblick

## 7.1 Zusammenfassung

Im Verlauf dieser Arbeit ist der Kreis zwischen realem und virtuellem Experiment, wie er in Abbildung 5.1 schematisch skizziert ist, geschlossen worden. Die Ergebnisse von realem und virtuellem Experiment stimmen gut überein und liefern zusammen ein abgerundetes konsistentes Bild über das elektrothermische Verhalten von bipolaren 4H-SiC-Dioden in Vorwärtsrichtung. Daraus ergeben sich drei für die weitere Entwicklung von 4H-SiC-Bauelementen wesentliche Erkenntnisse:

- Die orts- und zeitaufgelösten Ladungsträger- und Temperaturverteilungen in bipolaren 4H-SiC-Dioden verhalten sich so wie es in Kapitel 3 beschrieben ist. Bei Raumtemperatur liegt der p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der Ladungsträgerprofile in der intrinsischen Schicht wesentlich tiefer als der an der n-Feldstopp-Seite, da die unvollständige Ionisierung des Aluminiums im p-Emitter einen weitaus drastischeren Einfluss hat als die des Stickstoffs im n-Feldstopp und Substrat. Diese Ladungsträgerverteilung erklärt das schnelle Schaltverhalten der gezeigten bipolaren 4H-SiC-Dioden. Die Selbsterwärmung der Diode in Vorwärtsrichtung ist hauptsächlich durch die Wärmegeneration infolge der Rekombination im p-Emitter und nachrangig durch Joulesche Wärmegeneration in der intrinsischen Schicht bestimmt. Die gute Wärmeleitfähigkeit des Materials bewirkt, dass die Wärme sehr gut abgeführt werden kann.
- Die transiente elektrothermisch gekoppelte Bauelementesimulation ist die Basis für das demonstrierte virtuelle Experiment. Nur eine adäquate Beschreibung der für das virtuelle Experiment relevanten orts- und zeitabhängigen Größen, wie Elektronendichte  $n$ , Löcherdichte  $p$  und Gittertemperatur  $T$ , kann in der nachfolgenden optischen Simulation zu mit dem realen Experiment korrelierenden Absorptions- und Deflexionsprofilen führen. Die in dem Simulationsprogramm TeSCA implementierten und für die vorliegende Technologie kalibrierten Modelle eignen sich also, um das transiente elektrothermische Verhalten von elektronischen 4H-SiC-Leistungsbauteilen zu beschreiben.
- Das in dieser Arbeit gezeigte erste optische Mirageexperiment für 4H-SiC-Leistungsbauteile eröffnet die Möglichkeiten, das transiente elektrothermische Verhalten von bipolaren 4H-SiC-Bauteilen messtechnisch zu charakterisieren. Aus den Absorptionsmessungen sind die Profile der modulierten Elektronen-

und Löcherdichte in der intrinsischen Schicht der Bauteile qualitativ ableitbar. Die Deflexion des durchstrahlenden Lichtes beschreibt die Gradienten der Ladungsträgerdichte und der Temperatur, wobei diese beiden Einflussfaktoren über deren Zeitkonstanten oder mittels der Ergebnisse aus den Absorptionsmessungen trennbar sind.

### 7.1.1 Physikalische Modellierung und Kalibrierung

Die Erweiterung des Bauelementesimulators TeSCA mit der einhergehenden Kalibrierung der für die Vorwärtsrichtung von bipolaren 4H-SiC-Dioden entscheidenden physikalischen Modelle bildet die Grundlage zur prädiktiven transienten elektrothermisch gekoppelten Simulation von bipolaren wie auch unipolaren Halbleiterbauelementen aus 4H-SiC mit diesem Werkzeug. Durch einen effizienten Einsatz des Simulators können zukünftig zeit- und kostensparend verschiedene Bauelementedesigns effektiv getestet und evaluiert werden. Gerade auch durch den modularen Aufbau des Bauelementesimulators wird auch in Zukunft die Möglichkeit gegeben sein, weitere physikalische Modelle für die Beschreibung von Ladungstransport, Ladungsgeneration und -rekombination sowie Wärmetransport und Wärmegeneration in 4H-SiC zu implementieren und zu testen.

Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Modellierung der unvollständigen Ionisierung der Dotieratome gelegt. Da die Zeitskala des Umladens der einzelnen Dotieratome für die betrachteten Vorgänge dieser Arbeit nicht von Interesse ist, werden die Ionisationsgrade im erweiterten Drift-Diffusionsmodell quasi-stationär ausgewertet. Der Ionisationsgrad einer Dotierkonzentration ist unter anderem abhängig von spezifischen Eigenschaften des jeweiligen Dotieratoms wie seiner energetischen Position und seinem Degenerationskoeffizienten. Entscheidend für die physikalische Modellierung der unvollständigen Ionisierung ist, dass die Aufweitung der Energieniveaus der Dotieratome bei hohen Dotierkonzentrationen berücksichtigt wird. Bei hohen Dotierkonzentrationen und Vernachlässigung der Bandaufweitung wird der Ionisationsgrad bei Raumtemperatur etwa um den Faktor 3 zu klein angenommen. Typischerweise werden Aluminium zur p-Dotierung und Stickstoff zur n-Dotierung verwendet. Der Ionisationsgrad von Aluminium ist aufgrund der jeweiligen spezifischen Eigenschaften der Dotieratome bei sonst gleichen Bedingungen bedeutend geringer als der von Stickstoff. Diese Ungleichheit führt dazu, dass p-Emitter bei ähnlichem Aufbau der Emittergebiete einen schlechteren Wirkungsgrad aufweisen. Bei der bipolaren Diode liegt daher der Aufhängepunkt des Ladungsträgerprofils in der intrinsischen Schicht auf der Seite des p-Emitters wesentlich niedriger als der auf der Seite des n-Feldstopps. Dies ist ein entscheidender Grund für die guten Schalteigenschaften der bipolaren 4H-SiC-Dioden.

Die Werte für die Parameter der meisten physikalischen Modelle sind der Literatur entnommen. Die Parameter des Beweglichkeits- und des SRH-Rekombinationsmodells sind für die Technologie der untersuchten bipolaren 4H-SiC-Dioden kalibriert. Grundlage der Kalibrierung sind dabei Messwerte des Klemmenverhaltens

der pin-Dioden bei verschiedenen Temperaturen. Durch die Übereinstimmung der virtuellen und realen Messergebnisse des Mirageexperiments ergibt sich, dass die physikalischen Modelle und die verwendeten Parameterwerte geeignet sind, das transiente elektrothermische Verhalten von elektronischen Bauteilen aus 4H-SiC in Vorwärtsrichtung zu beschreiben.

### 7.1.2 Miragemessplatz für bipolare 4H-SiC-Bauelemente

Zur Untersuchung des elektrothermischen Verhaltens von bipolaren Leistungsbau- teilen aus 4H-SiC ist der Miragemessplatz aufgebaut worden. Dabei ist der entschei- dende Vorteil dieses Messverfahrens, dass Informationen über Ladungsträgerdichten und Gittertemperatur aus dem Inneren des elektronischen Bauteils gewonnen werden können: Während Halbleiterbauelemente bisher in erster Linie durch ihr Klemmen- verhalten beschrieben werden und das Klemmenverhalten nur integral die Vorgänge im Inneren der Bauelemente abbildet, bietet der Miragemessplatz die Möglichkeit, die für die elektrische und thermische Leistung des Bauelements wesentlichen inter- nen Größen zeit- und orts aufgelöst zu messen. Mit diesen Daten ist es einfacher, das Klemmenverhalten der Bauteile zu erklären und damit auch zu verbessern.

In dem Mirageexperiment werden der plasma- und thermooptische Effekt ausgenützt. Der plasmaoptische Effekt besagt allgemein, dass die Ladungsträgerdichten den komplexen optischen Brechungsindex beeinflussen. Näherungsweise ist diese Ände- rung des optischen Absorptionskoeffizienten und des optischen Brechungsindex in 4H-SiC proportional zu der gewichteten Summe aus Elektronen- und Löcherdichte. Der thermooptische Effekt beschreibt die Änderung des Brechungsindex aufgrund einer Temperaturvariation. Am Miragemessplatz werden Absorption und Deflexion von die Probe durchstrahlendem Licht orts- und zeitaufgelöst gemessen. Aus die- sen Daten kann qualitativ die Ladungsträger- und die Temperaturverteilung in bipolaren 4H-SiC-Bauteilen bestimmt werden. Gemäß des Drude-Modells steigt die Lichtabsorption quadratisch mit den Ladungsträgerdichten an, so dass in den hoch dotierten Bereichen der Diode selbst im nichtleitenden Zustand der Diode die Licht- transmission relativ gering ist. Messungen in diesen Bereichen können nur schwer ausgewertet werden.

Da bei unipolaren Bauelementen keine ausreichend hohe Modulation der Ladungs- trägerdichte auftritt, bieten Messungen der Absorption in unipolaren Bauelemen- ten keine verwertbaren Ergebnisse. Messungen der Deflexion an unipolaren Bau- elementen zur Bestimmung des Temperaturprofils sind jedoch möglich. Prinzipiell sind Messungen am Miragemessplatz in einem weiten Temperaturbereich möglich. Gerade Messungen bei sehr hohen und sehr niedrigen Temperaturen sind für weitere Untersuchungen der elektrischen Eigenschaften von Bauteilen aus 4H-SiC sehr auf- schlussreich. Für solche Messungen kann der Messplatz um eine Temperaturkammer mit Temperaturregelung erweitert werden.

Als Lichtquelle wird in dem Messaufbau eine SLED der Wellenlänge 761,7 nm ver- wendet. Das sichtbare Licht erlaubt eine relativ einfache Justierung des Messauf-

baus. Das SNR der SLED ist groß genug, so dass aussagekräftige Daten bei der Messung der Absorption erreicht werden. Entscheidend für die Auswahl einer SLED ist die vergleichsweise hohe Ausgangsleistung bei sehr geringer Kohärenzlänge, die zwingend ist, da sonst die Aussagekraft der Absorptionsmessungen durch auftretende Fabry-Perot-Schwingungen stark eingeschränkt ist. Als Punktlichtquelle ist eine SLED trotz ihrer geringen Kohärenzlänge gut fokussierbar. Die bisher verwendete Lichtwellenlänge ermöglicht auch die Untersuchung von Leistungsbauteilen aus anderen Halbleitermaterialien, sofern deren Bandabstand mindestens 1,65 eV beträgt. Sobald SLEDs mit geringerer Wellenlänge im sichtbaren Bereich verfügbar sind, ist ein Austausch der SLED zur Verbesserung der optischen Auflösung jedoch empfehlenswert. Bipolare 4H-SiC-Bauteile emittieren selbst blaues und ultraviolettes Licht. Der Einsatz eines optischen Farbfilters zur Absorption des von der Probe emittierten Lichts vermeidet Messfehler, ist allerdings nur möglich, wenn die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle nicht aus diesem Bereich gewählt ist.

In dem Mirageexperiment können nur speziell präparierte Proben von Leistungsbauteilen untersucht werden. Dabei ist die Probenpräparation sehr aufwändig: Die Proben werden aus einem Wafer herausgesägt. Danach werden die gesägten Oberflächen poliert, bis sie optisch eben sind und die Probenlänge dem gewünschten Wert entspricht. Da 4H-SiC ein extrem hartes Material ist, dessen Härtegrad nur von Diamant wesentlich überschritten wird, werden die Proben mit einer Diamantsäge geschnitten und dann in vielen Einzelschritten mit Suspensionen aus Diamantkörnern abnehmender Größe poliert. Von den präparierten Proben sind nur diejenigen zur Vermessung im Mirageaufbau geeignet, deren beide polierten Oberflächen parallel zueinander stehen. Die bisher untersuchten präparierten Proben zeigen im Gegensatz zu gehäuteten Dioden eine starke Drift der Vorwärtsspannung. Höchstwahrscheinlich werden durch die hohen, während des Präparationsprozesses an der Probe im aktiven Gebiet angreifenden Kräfte Stapelfehler in Kristallgitter initialisiert, die sich verändern, sobald die Probe elektrisch aktiv ist.

In erster Näherung entsprechen die gemessenen Absorptionsprofile in der intrinsischen Schicht der Bauteile qualitativ den gespiegelten Profilen der Überschuss-Elektronendichte. Durch die limitierte optische Auflösung und insbesondere durch die auftretende Deflexion des Lichtstrahls werden die Profile der Absorption jedoch so verzerrt, dass sie nicht mehr unmittelbar die Profile der Überschuss-Elektronendichte widerspiegeln. Eine gleichzeitige Messung der Profile der Deflexion ermöglicht, den Einfluss der Deflexion auf die Profile der Absorption abzuschätzen und in der Auswertung der Absorptionsprofile zu berücksichtigen. Nach dem Fermatschen Prinzip wird der Lichtstrahl in der Probe in Richtung des positiven Gradienten der Temperatur und in Richtung des negativen Gradienten der Elektronendichte abgelenkt. Die beiden Einflüsse können aufgrund ihrer unterschiedlichen Zeitkonstanten getrennt werden. Die Messungen der Deflexion sind insbesondere dazu geeignet, die Temperaturentwicklung in einem Bauteil zu beobachten, da die Deflexion aufgrund des Gradienten in der Temperaturverteilung schon nach kurzen Zeiten im leitenden Zustand der Bauteile der vorherrschende Effekt ist.

Eine Schlüsselrolle zur Interpretation der Messergebnisse erhält das virtuelle Expe-

riment. Das virtuelle Experiment ist ein Abbild des realen Mirageexperiments am Rechner. Dabei besteht das virtuelle Experiment aus einer transienten elektrothermischen Simulation, gefolgt von der Berechnung der Ausbreitung des Lichtstrahls in der Probe und einer abschließenden Auswertung der transmittierten elektrischen Felder. Durch den Vergleich der realen und der virtuellen Messergebnisse können die realen Messergebnisse auf das simulierte elektrothermische Verhalten der Bauteile projiziert werden. Bisher ist es nicht möglich, den Einfluss der Deflexion auf die Absorption im virtuellen Experiment nachzubilden, da zur Vermeidung von Fabry-Perot-Schwingungen im virtuellen Experiment der optische Brechungsindex bei der Berechnung der Absorption im Bauelement konstant gehalten wird. Ein Vergleich von realen und virtuellen Profilen der Absorption deckt somit den Einfluss der Deflexion auf die Absorption auf. Die Deflexion im virtuellen Experiment kann dem realen Experiment entsprechend berechnet werden. Da es möglich ist, im virtuellen Experiment die Einflüsse der Temperatur und der Ladungsträgerdichten auf die Deflexion zu trennen, bietet das virtuelle Experiment eine willkommene Hilfe, die Messungen der Deflexion insbesondere im Einschaltverhalten von Bauteilen zu interpretieren.

### 7.1.3 Elektrothermisches Verhalten von 4H-SiC-pin-Dioden

Das transiente elektrothermische Verhalten von bipolaren 6,5 kV-4H-SiC-Dioden in Vorwärtsrichtung ist durch FCA- und Miragemessungen sowie durch Bauelementesimulation untersucht worden. Eine hinreichend hohe an der Anode angelegte Spannung verursacht eine Modulation der Elektronen- und Löcherdichte in der intrinsischen Schicht. Der Widerstand der intrinsischen Schicht wird dadurch stark reduziert, so dass die Diode leitend wird. Elektronen- und Löcherdichte steigen aufgrund des Ladungsträgerneutralitätsprinzips parallel an, so dass die Überschussladungsträgerdichten der Elektronen und Löcher gleich groß sind. Die Löcher werden von dem p-Emitter in die intrinsische Schicht injiziert und die Elektronen vom n-Feldstopp und Substrat. Die Modulation der Ladungsträgerkonzentrationen in der intrinsischen Schicht in der Nähe der Anode ist wesentlich schneller als in der Nähe der Kathode. Bei einem rechteckförmigen Strompuls ist die Diode nach ca.  $1,5 \mu\text{s}$  in einem quasi-stationären Zustand. Die entstehenden Profile der Ladungsträgerdichten sind asymmetrische Badewannenkurven, deren Asymmetrie durch zwei konkurrierende Effekte bedingt wird. Zum einen verhalten sich die Elektronen- zu Löcherbeweglichkeiten in 4H-SiC bei Raumtemperatur zueinander in etwa wie 8:1, zum anderen bewirken die unterschiedlichen Ionisationsgrade von Aluminium und Stickstoff bei gleich hohen Dotierkonzentrationen in den Emittern ein starkes Ungleichgewicht der Emittereffizienzen. Der zweite Effekt überwiegt bei Raumtemperatur. Damit ergibt sich, dass der p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der Badewannenprofile wesentlich tiefer liegt als der kathodenseitige. Mit steigenden Temperaturen wächst auch der Ionisationsgrad des Aluminiums und damit auch die Emittereffizienz des p-Emitters. Bei höheren Temperaturen liegt damit der p-Emitter-seitige Aufhängepunkt der Badewannenprofile der Ladungsträger höher als der kathodenseitige.

I-V-Messungen von 6,5 kV-4H-SiC-pin-Dioden zeigen, dass die Dicke (in Stromflussrichtung) des p-Emittergebiets eine entscheidende Rolle in der Vorwärtscharakteristik der Dioden spielt: Je dicker ihr p-Emittergebiet ist, desto steiler ist die Vorwärtskennlinie der Diode. Die Simulationen bestätigen dies und zeigen beide Ursachen für diesen Sachverhalt auf: Erstens bestimmt der Elektronendiffusionschwanz im p-Emitter die Höhe des durch Rekombination im p-Emitter hervorgerufenen Stromanteils. Zweitens ergibt sich, dass die Löcherdichte p-Emitter-seitig am pn-Übergang ebenfalls von der Dicke des p-Emittergebiets abhängt. Wird die Dicke des p-Emittergebiets nicht ausreichend groß gewählt, ergeben sich daher zwei Konsequenzen: Zum einen rekombinieren im p-Emitter weniger Elektronen, und der Rekombinationsanteil des Diodenstroms bleibt daher niedriger. Zum anderen ist die p-Emittereffizienz limitiert.

Als Maßeinheit für die Dicke des p-Emittergebiets eignet sich die Diffusionslänge der Elektronen im p-Emitter. Für einen guten p-Emitterwirkungsgrad sollte die Dicke des Gebiets eine Diffusionslänge nicht unterschreiten. Obwohl die SRH-Lebensdauer der Elektronen mit der Temperatur steigt, bleibt die Diffusionslänge zwischen Raumtemperatur und 150 °C annähernd konstant, da die Auger-Rekombination im p-Emitter mit steigender Temperatur und damit steigendem Ionisationsgrad der Akzeptoren an Bedeutung gewinnt. Der mit der Dicke des p-Emitters zunehmende Serienwiderstand kann vernachlässigt werden. Eine p-Emitterdicke von 3  $\mu\text{m}$  erweist sich für die 6,5 kV-Dioden als guter Kompromiss zwischen Kosten, Machbarkeit und Eigenschaften der Diode. Weitere Steigerungen in der Dicke des p-Emittergebiets haben nur noch eine geringfügige Verbesserung der Vorwärtscharakteristik und Modulation der Ladungsträgerdichte zur Folge.

Während des leitenden Zustands der Diode sind zwei Wärmegenerationsmechanismen relevant: Die Rekombination von Elektronen und Löchern im p-Emitter und am pn-Übergang bewirkt eine Erwärmung des Bauelements an diesen Stellen. Weiter führt die Joulesche Wärme in der intrinsischen Schicht zu einem Temperaturanstieg. Die Rekombinationswärme dominiert die Joulesche Wärme. Die gute Wärmeleitfähigkeit von 4H-SiC sorgt für flache Temperaturprofile und ein schnelles Abfließen der Wärmeenergie.

## 7.2 Ausblick

Sowohl der kalibrierte Simulator als auch der optische Messplatz bieten in Zukunft vielfältige Einsatzmöglichkeiten in der Bauelementeentwicklung und -optimierung. Mit Hilfe des kalibrierten Simulators können transiente elektrothermische Simulationen durchgeführt werden und verschiedene Bauelementestrukturen schnell und kostengünstig evaluiert werden.

Der optische Messplatz kann in Zukunft als die Entwicklung unterstützendes Analysewerkzeug zur Charakterisierung der Qualität der Epitaxie und der elektrothermischen Eigenschaften von bipolaren Dioden verwendet werden. Langfristig wird auch



die optische Untersuchung anderer bipolarer 4H-SiC-Bauelemente wie z.B. des IGBTs in den Vordergrund rücken.

Die nächsten Schritte zur Weiterentwicklung der Mirageexperimente sind die Optimierung der Probenpräparation, um die Drift der Vorwärtsspannung bei den präparierten Proben zu vermeiden, und Messungen bei höheren und tieferen Temperaturen. Eine optionale Verbesserung des virtuellen Experiments besteht in der Implementierung eines Algorithmus zur Beachtung der Deflexion bei der Berechnung der Absorption.

Der Miragemessplatz bietet neben der Bestimmung von Ladungsträger- und Temperaturprofilen noch zahlreiche andere Möglichkeiten, um die Forschung an 4H-SiC-Leistungsbauteilen vorwärtszubringen. Weitere Forschungsarbeit an dem optischen Messplatz bringt neue Erkenntnisse über andere sonst nur schwer zugängliche Größen. Nachfolgend werden zwei viel versprechende Themen diskutiert.

### 7.2.1 Bestimmung der orts aufgelösten Minoritätsträgerlebensdauer

Wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, ist die Ladungsträgerlebensdauer in der 4H-SiC-pin-Diode nicht homogen. Wie sich aus Abschnitt 2.3 ergibt, ist die Lebensdauer mitten in der schwach dotierten Schicht vergleichsweise hoch und fällt an beiden Rändern zu den hoch dotierten Emittergebieten ab. In den Emittergebieten ist die Minoritätsträgerlebensdauer gering. Möglicherweise hat die empirische Scharfetter-Relation demnach auch Gültigkeit für Siliziumkarbid. In dieser Arbeit sind die Abschätzungen für die Ladungsträgerlebensdauer aus der Kalibrierung von I-V-Messungen hervorgegangen. Detaillierte Einsichten in die Ladungsträgerlebensdauer können mit dem hier vorgestellten Messplatz beispielsweise über OCCD- (open circuit charge decay) Messungen gewonnen werden, ähnlich wie in [80, 81]. Defekte in den epitaktisch gewachsenen Schichten, die mit einer Absenkung der Ladungsträgerlebensdauer einhergehen, können durch OCCD-Messungen dann ebenfalls genauer untersucht werden.

### 7.2.2 Messung des Eigenleuchtens der 4H-SiC-pin-Dioden

Strahlende Rekombination in bipolaren 4H-SiC-Bauelementen führt zu Lichtemission von blauem und ultraviolettem Licht, wobei der Anteil der strahlenden Rekombination an der gesamten Rekombination ungefähr 5 - 10 % beträgt. Dabei geschehen die meisten Rekombinationsvorgänge unter Zuhilfenahme von flachen Störstellen, da 4H-SiC ein indirekter Halbleiter ist. Unter Bedingungen der Hochinjektion ist die Rekombinationsrate annähernd proportional zu der Überschussladungsträgerdichte. Mithin ist die Messung der strahlenden Rekombination ein ebenso probates Mittel zur Bestimmung der Ladungsträgerprofile wie die Messung der Lichtabsorption. Der

vorhandene Messplatz bietet die Möglichkeit, die strahlende Rekombination zu messen. In diesem Fall fungiert die Lichtquelle nur als Justierhilfe und wird zur Messung ausgeschaltet. Zur orts aufgelösten Bestimmung des Eigenleuchtens muss die optische Auflösung noch durch mechanische Abschottungen verbessert werden, da im Gegensatz zu den bisher durchgeführten Messungen das Licht auf den Oberflächen der Probe großflächig abgestrahlt wird.

# Anhang



# A Photodiodenschaltung

In Abbildung A.1 ist ein Blockschaltbild des Messempfängers zur Absorptionsmessung gezeigt. Der Gleichanteil und Wechselanteil des Empfangssignals werden durch die Verwendung eines Integrators elektronisch getrennt (Servokreis). Der Wechselanteil durchläuft anschließend eine Verstärkerstufe und ein Besselfilter. Gleichanteil und verstärkter Wechselanteil werden an das Oszilloskop ausgegeben.

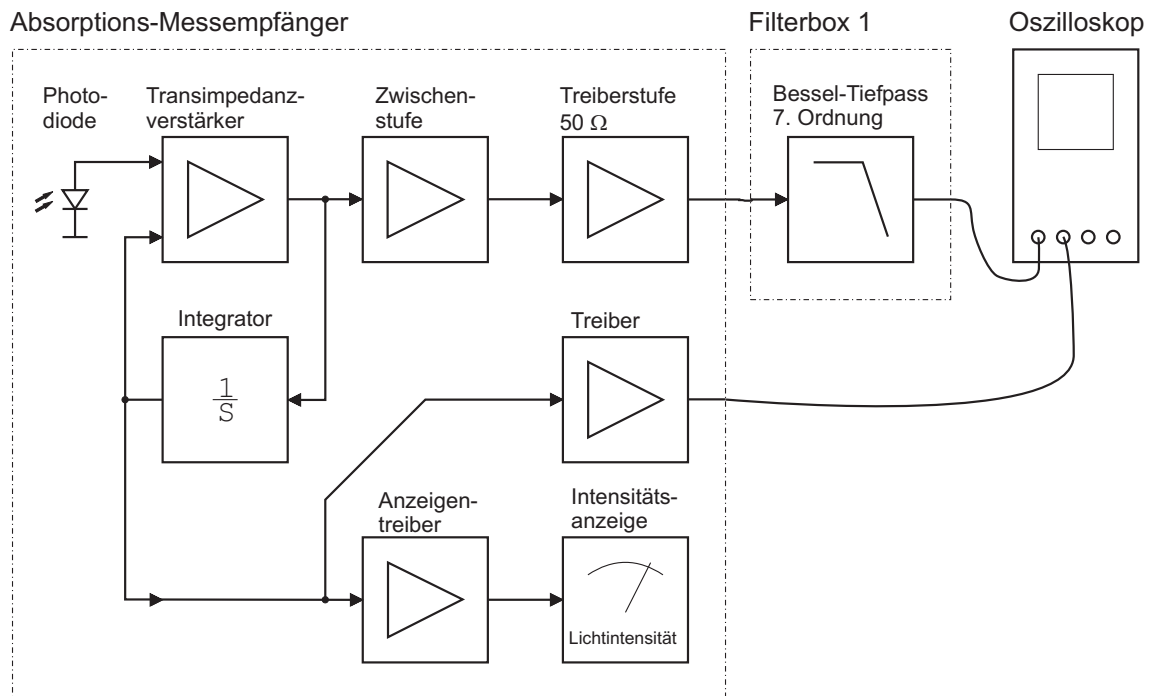


Abbildung A.1: Blockschaltbild der Photodiodenschaltung



## B Position Sensitive Detector (PSD)-Schaltung

Ein Blockschaltbild des Messempfängers zur Deflexionsmessung ist in Abbildung B.1 gezeigt. Die beiden Ausgänge des PSDs werden über Summierer, Differenzierer und Dividierer ausgewertet, so dass ein elektrisches Signal, das proportional zur Position des Lichtstrahls auf dem PSD ist, erzeugt wird. Dieses Signal wird weiter verstärkt und über ein Besselfilter an das Oszilloskop ausgegeben.

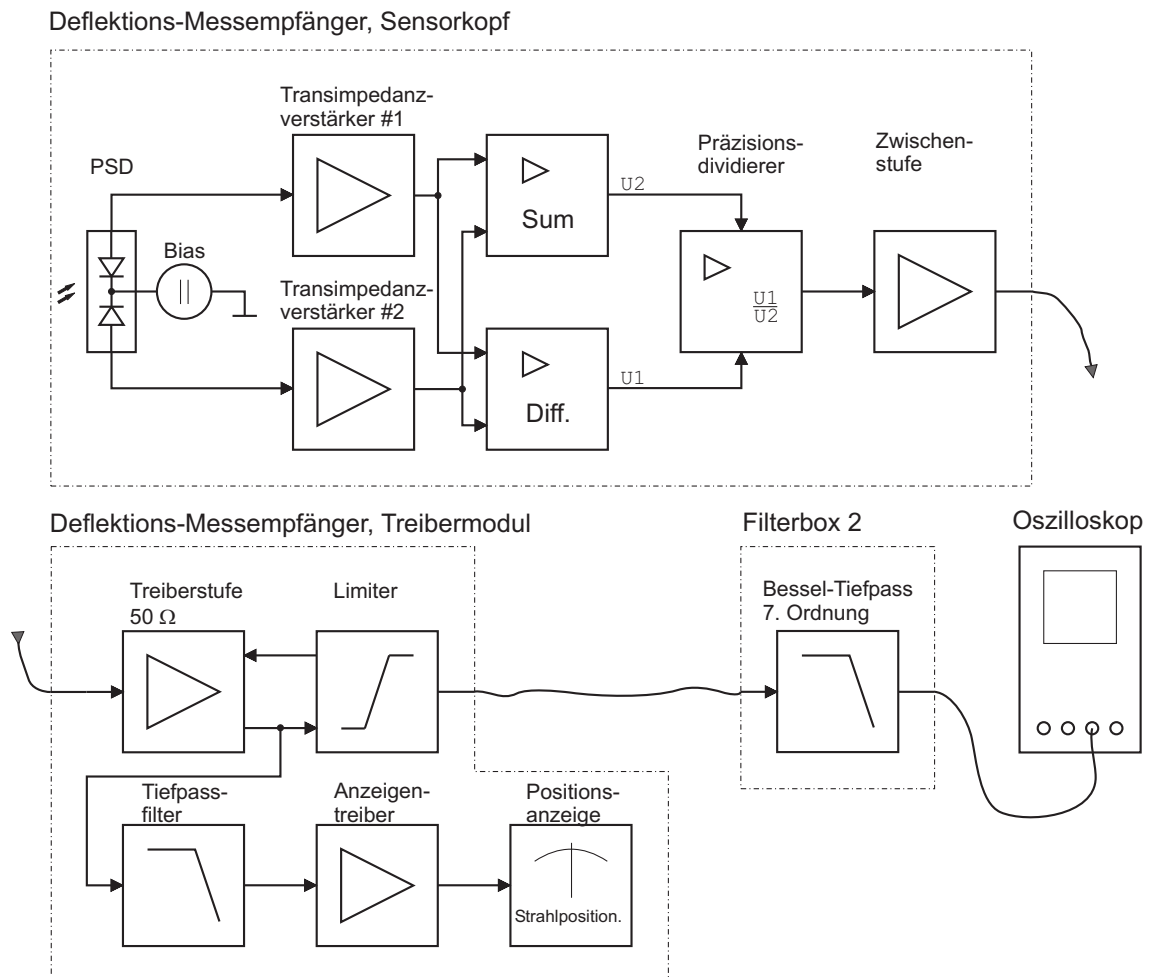


Abbildung B.1: Blockschaltbild der PSD-Schaltung





# Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\alpha$	Absorptionskoeffizient	1/cm
$\delta$	Phasenunterschied	1
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m
$\gamma_p$	Emittiereffizienz des p-Emitters	1
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit	W/m K
$\lambda_{Laser}$	Wellenlänge des Lasers	405 nm
$\lambda_{SLED}$	Wellenlänge der SLED	761,7 nm
$\mu_n$	Beweglichkeit der Elektronen	cm <sup>2</sup> /Vs
$\mu_p$	Beweglichkeit der Löcher	cm <sup>2</sup> /Vs
$\nu$	Index für Elektronen $n$ und Löcher $p$	
$\omega$	Winkelgeschwindigkeit	1/s
$\Phi$	Strahldivergenz	1
$\phi_B$	Brewster-Winkel	1
$\phi_i$	Einfallswinkel des Lichtes	1
$\phi_K$	Keilwinkel der Probe	1
$\Psi$	elektrostatishes Potential	V
$\sigma_\nu^{Dot}$	Einfangquerschnitt der Dotierung	cm <sup>2</sup>
$\tan \gamma$	Lichtablenkung	1
$\tau_\nu$	Lebensdauer der Ladungsträger	s
$\tau_\nu^c$	Relaxationszeit der Ladungsträger	1/s
$\Delta h$	Maß für die Oberflächenrauhigkeit	cm
$\Delta I$	Absorption	J
$\Delta x$	Lichtablenkung	cm
$\Delta y$	Strahlversatz in $y$ -Richtung	m
$\varphi_n$	Elektrochemisches Potential der Elektronen	V
$\varphi_p$	Elektrochemisches Potential der Löcher	V
$\vec{E}$	Elektrisches Feld	V/cm
$\xi_A$	Ionisationsgrad der Akzeptoren	1
$\xi_D$	Ionisationsgrad der Donatoren	1
$c$	Lichtgeschwindigkeit	cm/s
$c_i$	Proportionalitätskoeffizienten	1
$c_n^D$	Einfangkoeffizient der Donatoren für Elektronen	cm <sup>3</sup> /s
$c_p^A$	Einfangkoeffizient der Akzeptoren für Löcher	cm <sup>3</sup> /s
$c_{th}$	Wärmekapazität	J/K cm <sup>3</sup>
$D_\nu$	Diffusionskoeffizient von Elektronen und Löchern	m <sup>2</sup> /s

$d_n$	Ausdehnung der intrinsischen Schicht in $x$ -Richtung	m
$d_p$	Ausdehnung des p Emitters in $x$ -Richtung	m
$Dot$	Index für Donatoren $D$ und Akzeptoren $A$	
$e$	Eulersche Zahl	2, 72
$E^B$	Einhüllende des rückwärts propagierenden elektrischen Feldes	V/cm
$E^F$	Einhüllende des vorwärts propagierenden elektrischen Feldes	V/cm
$E_A$	Energie der Akzeptoren	eV
$E_C$	Energie des Leitungsbandes	eV
$E_D$	Energie der Donatoren	eV
$E_g$	Bandlücke	eV
$e_n^D$	Emissionskoeffizient der Donatoren für Elektronen	1/s
$e_p^A$	Emissionskoeffizient der Akzeptoren für Löcher	1/s
$E_V$	Energie des Valenzbandes	eV
$F_E$	Eichfaktor	cm <sup>-3</sup>
$G$	Generationsrate	cm <sup>-3</sup> /s
$g_A$	Degenerationskoeffizient der Akzeptoren	1
$g_D$	Degenerationskoeffizient der Donatoren	1
$H_{Peltier}$	Peltier-Wärme	W cm <sup>-3</sup>
$H_{Rek}$	Rekombinationswärme	W cm <sup>-3</sup>
$H_{Thomson}$	Thomson-Wärme	W cm <sup>-3</sup>
$h$	Planck-Konstante	$4,14 \cdot 10^{-15}$ eVs
$H_{Joule}$	Joulesche Wärme	W cm <sup>-3</sup>
$I$	Lichtintensität	J
$I_0$	Lichtintensität der Lichtquelle	J
$I_{trans,0}$	Transmittierte Lichtintensität	J
$j_n$	Elektronenstromdichte	A/cm <sup>2</sup>
$j_p$	Löcherstromdichte	A/cm <sup>2</sup>
$k$	Boltzmann-Konstante	$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
$k_0$	Wellenzahl	1/cm
$L$	Probenlänge	cm
$L_\nu$	Diffusionslänge von Elektronen und Löchern	m
$L_y$	Ausdehnung der Probe in $y$ -Richtung	m
$m_0$	Ruhemasse des Elektrons	$9,10 \cdot 10^{-31}$ kg
$M_C$	Anzahl der äquivalenten Minima im Leitungsband	1
$m_e^*$	effektiven Elektronenmasse	$m_0$
$m_h^*$	effektive Löchermasse	$m_0$
$n$	Elektronendichte	cm <sup>-3</sup>
$N_A$	Dichte der Akzeptoren	cm <sup>-3</sup>
$N_A^-$	Dichte der ionisierten Akzeptoren	cm <sup>-3</sup>
$N_C$	Zustandsdichte im Leitungsband	cm <sup>-3</sup>
$N_D$	Dichte der Donatoren	cm <sup>-3</sup>
$N_D^+$	Dichte der ionisierten Donatoren	cm <sup>-3</sup>
$n_e$	außerordentlicher Brechungsindex	1
$n_i$	intrinsische Ladungsträgerdichte	cm <sup>-3</sup>
$n_o$	ordentlicher Brechungsindex	1

$N_V$	Zustandsdichte im Valenzband	$\text{cm}^{-3}$
$n_{Br}$	optischer Brechungsindex	1
$n_{i,eff}$	effektive intrinsische Ladungsträgerdichte	$\text{cm}^{-3}$
$NA$	numerische Apertur	1
$P$	Propagationsmatrix	
$p$	Löcherdichte	$\text{cm}^{-3}$
$P_n$	Seebeckkoeffizient der Elektronen	V/K
$P_p$	Seebeckkoeffizient der Löcher	V/K
$q$	Elementarladung	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
$R$	Reflexionskoeffizient	1
$R$	Rekombinationsrate	$\text{cm}^{-3}/\text{s}$
$R_p$	Widerstand des p Emitters	$\Omega$
$T$	Gittertemperatur	K
$T$	Transmissionskoeffizient	1
$t$	Zeit	s
$U(z)$	Vektor der Einhüllenden des elektrischen Feldes	V/cm
$v_\nu^{sat}$	Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger	cm/s
$V_B$	Sperrspannung	V
$V_F$	Vorwärtsspannung	V
$v_{\nu,th}$	Thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger	cm/s
$w$	Strahlradius des Gaußschen Strahls	cm
$w_0$	Radius der Strahltaile des Gaußschen Strahls	cm



# Literaturverzeichnis

- [1] FENG, Z.C.: *SiC Power Materials*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2004.
- [2] BALIGA, B.J.: *Silicon Carbide Power Devices*. World Scientific Publishing, Singapur, 2005.
- [3] W.J. CHOYKE, H. MATSUNAMI und G. PENSL: *Silicon Carbide Recent Major Advances*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004.
- [4] SHUR, M. und S. RUMYANTSEV: *Sic Materials and Devices Volume 1*. World Scientific Publishing, Singapur, 2006.
- [5] SADDOW, S.E. und A. AGARWAL: *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications*. Artech House, Boston, 2004.
- [6] W. BARTSCH, B. THOMAS, H. MITLEHNER B. BLOECHER und S. GEDIGA: *SiC-Powerdiodes*. In: *EPE 2007, Aalborg, Denmark*, 2007.
- [7] REN, F. und J.C. ZOLPER: *Wide Energy Bandgap Electoronic Devices*. World Scientific Publishing, Singapur, 2003.
- [8] SHUR, M. und S. RUMYANTSEV: *SiC Materials and Devices Volume 2*. World Scientific Publishing, Singapur, 2007.
- [9] S.A. RESHANOV, W. BARTSCH, B. ZIPPELIUS und G. PENSL: *Untersuchungen zur Minoritätsträgerlebensdauer in 4H-SiC pn-Dioden*. 7. Rundgespräch über Siliziumkarbid, Kloster Banz, 2008.
- [10] MEHNERT, C. und F. HILLE: *Untersuchungen zur Infrarot-Absorption an freien Ladungsträgern in Leistungshalbleitern*. Technischer Bericht, Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, Technische Universität München, 2002.
- [11] A. GALECKAS, O. TORBLAD, J. LINNROS und B. BREITHOLTZ: *Direct Observation of Excess Carrier Distribution in 4H-SiC Power Diodes*. IEEE Electron Device Letters, 30(6):295–297, 1999.
- [12] SIMMNACHER, B.: *Charakterisierung des Einflusses von Defekten auf die Eigenschaften von Leistungshalbleitern*, 1999.

- [13] PERPINA, X.: *Internal IR-laser Deflection Measurements of Temperature and Free-Carrier Concentration in Power Devices*, 2005.
- [14] ROOSBROECK, W. VAN: *Theory of the flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors*. Bell Systems Technical Journal, 29, 1950.
- [15] GUMMEL, H.K.: *A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations*. IEEE Transactions on Electronic Development, Seiten 455–465, 1964.
- [16] *Analysis und Numerik von Ladungstransport in Halbleitern*. Report 6, Institut für Angewandte Analysis und Stochastik, 1993.
- [17] WIGNER, E.: *On the quantum correction for thermodynamic equilibrium*. Physical Review, 40:749–759, 1932.
- [18] SELBERHERR, S.: *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer-Verlag, Wien New York, 1984.
- [19] WACHUTKA, G.K.: *Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling*. IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, 9(11):1141–1149, 1990.
- [20] WACHUTKA, G.K.: *Consistent treatment of carrier emission and capture kinetics in electrothermal and energy transport models*. Microelectronics Journal, 26:307–315, 1995.
- [21] L. PATRICK, W.J. CHOYKE und D.R. HAMILTON: *Luminescence of 4H SiC, and Location of Conduction-Band Minima in SiC Polytypes*. Physical Review, 137(5A):A1515–A1520, 1965.
- [22] CHOYKE, W.J. und L. PATRICK: *Absorption of Light in Alpha SiC near the Band Edge*. Physical Review, 105(6):1721–1723, 1957.
- [23] DEATY, R.P. und W.J. CHOYKE: *Optical Characterization of Silicon Carbide Polytypes*. Physica status solidi, 162(1):5–38, 1997.
- [24] SZE, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [25] AL., W. LAMBRECHT ET: *Electronic Band Structure of SiC Polytypes: A Discussion of Theory and Experiment*. Phys. stat. sol. B, 202(1):5–33, 1997.
- [26] SLOTBOOM, J.W. und H.C. DEGRAFF: *Measurement of Bandgap Narrowing in Silicon Bipolar Transistors*. Solid-State Electron, 19(2):857–862, 1976.
- [27] D.B.M. KLAASSEN, J.W. SLOTBOOM und H.C. DEGRAFF: *Unified Apparent Bandgap Narrowing in n- and p-type Silicon*. Solid-State Electron, 35(2):125–129, 1992.

- [28] LINDEFELT, U.: *Doping-Induced Band Edge Displacements and Bandgap Narrowing in 3C, 4H, 6H-SiC, and Si*. Journal of Applied Physics, 84(5):2628–2637, 1998.
- [29] C. PERSSON, U. LINDEFELT und B.E. SERNELIUS: *Bandgap Narrowing in n-type and p-type 3C, 4H, 6HSiC, and Si*. Journal of Applied Physics, 86(8):4419–4427, 1999.
- [30] G. MASETTI, M. SEVERI und S. SOLAMI: *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon*. IEEE Transaction on Electron Devices, 30(7):764–769, 1983.
- [31] CAUGHEY, D.M. und R.E. THOMAS: *Carrier mobilities in Silicon empirically related to doping and field*. Proc. IEEE, 55(12):2192–2193, 1967.
- [32] ROSCHKE, M. und F. SCHWIERZ: *Electron Mobility Models for 4H, 6H, and 3C-SiC*. IEEE Transactions on Electron Devices, 48(7):1442–1447, 2001.
- [33] T.T. MNATSAKANOV, M.E. LEVINSHTEIN, L.I. POMORTSEVA und S.N. YURKOV: *Carrier mobility model for simulation of SiC-based electronic devices*. Semiconductor Science Technology, 17:974–977, 2002.
- [34] BOLOGNA, DEIS-UNIVERSITY OF: *Parasitics-Report: A Unified Mobility Model for Numerical Simulation*. 1999.
- [35] S. REGGIANI, M. VALDINOCI, L. COLALONGO M. RUDAN G. BACCARANI A.D. STICKER F. ILLIEN N. FELBER W. FICHTNER und L. ZULLINO: *Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures - Part I: Bulk Mobility*. IEEE Transactions on Electron Devices, 49:490–499, 2002.
- [36] S. REGGIANI, M. VALDINOCI, L. COLALONGO M. RUDAN G. BACCARANI A.D. STICKER F. ILLIEN N. FELBER W. FICHTNER S. METTLER und S. LINDENKREUZ: *Surface Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures*. Proceedings, SISPAD 2002, Seiten 15–20, 2002.
- [37] CANALI, C.: *Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature*. IEEE Transactions on Electron Devices, 22:1045–1047, 1975.
- [38] KAHN, I.A. und J.A. COOPER: *Measurements of High-Field Electron Transport in Silicon Carbide*. IEEE Transactions on Electron Devices, 47(11):269–273, 2000.
- [39] H.-E. NILSSON, U. SANNEMO und C. PETERSSON: *Monte Carlo Simulation of Electron Transport in 4H-SiC using a Two-Band Model with Multiple Minima*. Journal of Applied Physics, 80(6):3365–3369, 1996.
- [40] W.J. SCHAFFER, G.H. NEGLEY, K.G. IRVINE und J.A. PALMOUR: *Conductivity Anisotropy in Epitaxial 6H and 4H-SiC*. Proceedings of Material Research Society Symposium, 339:595–600, 1994.

- [41] M. SCHADT, G. PENSL, R.P.DEVATNY W.J.CHOYKE R.STEIN und D. STEPHANI: *Anisotropy of the Electron Hall Mobility in 4H, 6H, and 15R Silicon Carbide*. Applied Physics Letters, 65(24):3120–3122, 1994.
- [42] SCHRODER, D.K.: *Carrier Lifetime in Silicon*. IEEE Transaction on Electron Devices, 44(1):160–170, 1997.
- [43] SHOCKLEY, W. und W.T. READ: *Statistics of Recombination of Holes and Electrons*. Physical Review, 87(5):835–842, 1952.
- [44] HALL, R.N.: *Electron-Hall Recombination in Germanium*. Physical Review, 87:387, 1952.
- [45] RESHANOV, S.: *Device-relevant defect centers and minority carrier lifetime in 3C-, 4H- and 6H-SiC*. Doktorarbeit, 2005.
- [46] M. RUFF, H. MITLEHNER und R. HELBIG: *SiC Devices: Physics and Numerical Simulation*. IEEE Transactions on Electron Devices, 41(6):1040–1054, 1994.
- [47] LUTZ, J.: *Halbleiter-Leistungsbaulemente*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2006.
- [48] A. GALECKAS, J. LINNROS, V. GRIVICKAS U. LINDEFELT und C. HALLIN: *Auger recombination in 4H-SiC: Unusual temperature behavior*. Applied Physics Letters, 71:3269–3271, 1997.
- [49] K. NEIMONTAS, T. MALINAUSKAS, R. ALEKSIEJUNAS M. SUDZIUS K. JARASIUNAS L. STORASTA J.P. BERGMAN und E. JANZEN: *The determination of high-density carrier plasma parameters in epitaxial layers, semi-insulating and heavily doped crystals of 4H-SiC by a picosecond four-wave mixing technique*. Semiconductor Science and Technology, 21:952–958, 2006.
- [50] LADES, M.: *Modeling and Simulation of Wide Bandgap Semiconductor Devices 4H/6H-SiC*. Doktorarbeit, Technische Universität München, 2000.
- [51] T. AYALEW, T. GRASSER, H. KOSIMA und S. SELBERHERR: *Accurate Modeling of Lattice Site-Dependent Ionization Level of Impurities in  $\alpha$ -SiC Devices*. Technischer Bericht, Institut für Microelektronik, TU Wien, 2004.
- [52] A. SCHENK, P.P. ALTERNATT und B. SCHMITHÜSEN: *Physical Mode of Incomplete Ionization for Silicon Device Simulation*. Proceedings of SISPAD 2006, 2006.
- [53] P.P. ALTERNATT, A. SCHENK und G. HEISER: *A simulation model for the density of states and for incomplete ionization in crystalline silicon. I. Establishing the model in Si:P*. Journal of Applied Physics, 100, 2006.



- [54] P.P. ALTERNATT, A. SCHENK, B. SCHMITTHÜSEN und G. HEISER: *A simulation model for the density of states and for incomplete ionization in crystalline silicon. II. Investigation of Si:As and Si:B and usage in device simulation.* Journal of Applied Physics, 100, 2006.
- [55] Y. NEGORO, T. KIMOTO und H. MATSUNAMI: *Electrical activation of high-concentration aluminum implanted in 4H-SiC.* Journal of Applied Physics, 96:4916–4922, 2004.
- [56] H. MATSUURA, M. KOMEDA, S. KAGAMIHARA H. IWATA und R. ISHIHARA: *Dependence of acceptor levels and hole mobility on acceptor density and temperature in Al-doped p-type 4H-SiC epilayers.* Journal of Applied Physics, 96(5):2708–2715, 2004.
- [57] B. SEGALL, S.A. ALTEROVITZ, E.J. HAUGLAND und L.G. MATUS: *Compensation in Epitaxial Cubic SiC Films.* Appl. Phys. Lett., 49:584–585, 1986.
- [58] LOMAKINA, A.: *Electrical properties of hexagonal. Sic. with N and B. impurities.* Sov. Phys. Solid. State, 7(2), 1965.
- [59] MITLEHNER, H.: *Einfluss der Konzentration der Dotieratome auf den Ionisationsgrad bei Aluminium.* persönliche Mitteilung, 2008.
- [60] BIKBAJEVAS, V. und V. GRIVICKAS: *The Effect of the Drag on the Seebeck Coefficient in SiC.* Materials Science (Medziagotyra), 10(4):291–296, 2004.
- [61] TOULOUKIAN, Y.S. und E.H. BUYCO: *Specific Heat, Nonmetallic Solids.* Thermophysical Properties of Matter, 5, 1970.
- [62] E.A. BURGEMEISTER, W. VON MUENCH und E. PETTENPAUL: *Thermal Conductivity and Electric Properties of 6H Silicon Carbide.* Applied Physics Letters, 50(9):5790–5794, 1979.
- [63] S.A. RESHANOV, W. BARTSCH, B. ZIPPELIUS G. PENSL: *Lifetime investigations of 4H-SiC pin power diodes.* In: *Silicon Carbide and Related Materials 2008*, 2008.
- [64] K. DANNO, D. NAKAMURA und T. KIMOTO: *Lifetime-Killing Defects in 4H-SiC Epilayers and Lifetime Control by Electron Irradiation.* In: *Proceedings of ICSCRM 07, Otsu, Japan*, 2007.
- [65] M.E. LEVINSHTEIN, T.T. MNATSAKANOV, P. IVANOV J.W. PALMOUR S.L. RUMYANTSEV R. SINGH und S.N. YURKOV: *Paradoxes of carrier lifetime measurements in high-voltage SiC diodes.* Transactions on Electron Devices, 48(8):1703–1710, 2001.
- [66] HERLERT, A.: *The forward Characteristic of Silicon Power Rectifiers at high current densities.* Solid-State Electronics, 11:717–742, 1968.

- [67] SPENKE, E.: *pn-Übergänge*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1979.
- [68] THALHAMMER, R.: *Internal Laser Probing Techniques for Power Devices Analysis, Modeling, and Simulation*. Doktorarbeit, Technische Universität München, Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, 2000.
- [69] J.E. FOUQUET, G.R. TROTT, W.V. SORIN M.J. LUDOWISE und D.M. BRAUN: *High-Power Semiconductor Edge-Emitting Light-Emitting Diodes for Optical Low Coherence Reflectometry*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 31:1494–1503.
- [70] HECHT, E. und A. ZAJAC: *optics*. Addison-Wesley Verlag, Massachusetts und andere, 1974.
- [71] AIGNER, M.: *Entwicklung einer Oberflächenpräparation für die optische Charakterisierung von 4H-SiC pin-Dioden*. Technischer Bericht, Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, Technische Universität München, 2005.
- [72] M.E. LEVINSHTEIN, S.L. RUMYANTSEV und M.S. SHUR (Herausgeber): *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1984.
- [73] H. LANDOLT, K.-H. HELLWEGE und B. PREDEL (Herausgeber): *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik Gruppe 3, Kristall- und Festkörperphysik ; Bd. 17, Halbleiter ; Teilbd. c, Technologie von Si, Ge und SiC*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1984.
- [74] THALHAMMER, R. und G. WACHUTKA: *Virtual optical experiments. Part I. Modeling the measurement process*. Journal of Optical Society of America A, 20(4):698–706, 2003.
- [75] THALHAMMER, R. und G. WACHUTKA: *Virtual optical experiments. Part II. Design of experiments*. Journal of Optical Society of America A, 20(4):707–713, 2003.
- [76] B.A. HULL, J.J. SUMAKERIS, M.K. DAS J.T. RICHMOND und J. PALMOUR: *Progress on the Development of 10 kV 4H-SiC PIN Diodes for High Current/High Voltage Power Handling Applications*. Materials Science Forum, 556:895–900, 2007.
- [77] H. JACOBSON, J.P. BERGAMN, C. HALLIN E. JANZEN T. TUOMI und H. LENDENMANN: *Properties and origins of different stacking faults that cause degradation in SiC PiN diodes*. Journal of Applied Physics, 95(3):1485–1488, 2004.
- [78] A. HEFNER, T. MCNUTT, A. AKUFFO R. SINGH C. ELLENWOOD D. BERNING M.K. DAS J.J. SUMAKERIS und R. STAHLBUSH: *Characterization of SiC PiN Diode Forward Bias Degradation*. In: *IAS Annual Meeting*, Band 2, Seiten 1252– 1260, 2004.

- 
- [79] GALECKAS, A.: *Einfluss der Probenpräparation auf Stapelfehler im Kristall*. persönliche Mitteilung, 2008.
- [80] LINNROS, J.: *Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. I. Principle and injection dependence*. Journal of Applied Physics, 84(1):275–283, 1998.
- [81] LINNROS, J.: *Carrier lifetime measurements using free carrier absorption transients. II. Lifetime mapping and effects of surface recombination*. Journal of Applied Physics, 84(1):284–291, 1998.